MULTIHORN SOFTWARE
BEAM SWITCHING EMPFANGSSYSTEME

Technische Grundlagen
und erste astrophysikalische Resultate

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Hohen Mathem.-Naturw. Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
zu
BONN

vorgelegt von

HELMUT W. MORSI
aus

BEIRUT

BONN 1985

MULTIHORN SOFTWARE
BEAM SWITCHING EMPFANGSSYSTEME

Technische Grundlagen
und erste astrophysikalische Resultate

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Hohen Mathem.-Naturw. Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
zu
BONN

vorgelegt von

HELMUT W. MORSI
aus

BEIRUT

BONN 1985

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Bonn

1. Referent: Prof. Dr. R. Wielebinski

2. Referent: Prof. Dr. U. Mebold

Tag der mündlichen Prüfung: 01.08.1985

Druck: Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Digitized by the Internet Archive
in 2026

Meinen Eltern gewidmet

https://archive.org/details/IA41546512_0124

INHALTSVERZEICHNIS

Seite

1. EINLEITUNG 1

2. DAS DOPPELHORN 9 MM-EMPFANGSSYSTEM 3

2.1 Einleitung 3
2.1.1 Zusammenfassung 3
2.1.2 Historischer Überblick 3
2.2 Empfangssystem 4
2.2.1 Empfängerboxen 5
2.2.2 Rechenanlage 8
2.3 Grenzempfindlichkeit und Systemparameter 18

3. DISKUSSION ZENTRALER ASPEKTE VON MULTIHORN-EMPFANGSSYSTEMEN 23

3.1 Vergleichende Analyse der Konzepte HBS und SBS 23
3.1.1 Modellsysteme für den Vergleich 23
3.1.2 Analyse des HBS-Modellsystems 32
3.1.3 Analyse des SBS-Modellsystems 41
3.1.4 Stabilität und Grenzempfindlichkeit 49
3.1.5 Gegenüberstellung von HBS und SBS 70
3.2 Eichung 82
3.2.1 Eichquellen 82
3.2.2 Formelsammlung und Fehlerrechnung 88

4. ENTWURF EINES MULTIHORN SBS EMPFANGSSYSTEMS 97

4.1 Geometrie der Empfangshörner 97
4.2 Aufbau eines Empfängermoduls 99
4.3 "Online"-Datenverarbeitung 102

5. ASTRONOMISCHE RESULTATE 105

5.1 32 GHz-Quellenparameter 105
5.2 32 GHz-Quellenkatalog 105
5.3 Diskussion 121
5.3.1 CYG A, M82, SGR A 121
5.3.2 G21.5-0.9, 3C 58, G74.9+1.2 126
5.3.3 CAS A (Halo) 133

Seite

5.3.4 W49B, KES 75, G11.2-0.3 136
5.3.5 3C 391, 3C 397 141

6. ANHANG: DIE TTL ADD-SELECT EINHEIT DES DOPPELHORN 9 MM-EMPFANGSSYSTEMS 150

7. LITERATURVERZEICHNIS 154

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

Seite

Abb. 1: Gegenüberstellung der Prinzipschaltbilder von Hardware-Beam-Switching (HBS) und Software-Beam-Switching (SBS) .. 5

Abb. 2: Blockdiagramm der Empfängerboxen des Doppelhorn 9 mm-Empfangssystems 6

Abb. 3: Flußdiagramm der Datenverarbeitung beim SBS 9

Abb. 4: Extinktionskurve als elevationsabhängiger Skalierungsfaktor 10

Abb. 5: Relative Absorption bei 32 GHz 11

Abb. 6: Elevationsabhängigkeit des Winkels zwischen Azimut und Hornverbindungslinie 12

Abb. 7: Elevationsabhängigkeit des Pointingfehlers 14

Abb. 8a: Antennendiagramm des Effelsberger 100 m-Spiegels bei 32 GHz 15

Abb. 8b: Errorbeam des Effelsberger 100 m-Spiegels bei 32 GHz 15

Abb. 9: Ringprofile von Antennendiagramm und Errorbeam 17

Abb. 10: Grenzempfindlichkeit des Doppelhorn 9 mm-Empfangssystems. 19

Abb. 11: Sekundärfokuskabine des Effelsberger 100 m-Spiegels 22

Abb. 12: Modellsysteme für HBS und SBS 25

Abb. 13: Vierpol eines vollständigen erdgebundenen Systems (VES) 27

Abb. 14: Güte der Näherung für Q_i 38

Abb. 15: 40'-Schnitt an kaltem Himmel 51

Abb. 16: "Spektren" der Gesamtschwankungen beim Doppelhorn 9 mm-Empfangssystem 53

Abb. 17: "Spektren" der Verstärkungsschwankungen beim Doppelhorn 9 mm-Empfangssystem 56

Abb. 18: Konturlinienkarte einer Einzelabdeckung (16' x 12') nach FFILTER 62

Abb. 19: Prinzipschaltbild des Detektorschaltens 64

Abb. 20: Leistungsspektren bei stark reduzierten Detektorschwankungen 65

Abb. 21: Leistungsspektrum inklusive Detektorschwankungen 67

Abb. 22: "Ungestörtes" Leistungsspektrum einer Empfängerbox des Doppelhorn 9 mm-Empfangssystems 68

Abb. 23: HBS-SBS-Vergleich bei T_p = 297 [K] 77

Abb. 24: HBS-SBS-Vergleich bei T_p = 78 [K] 81

Abb. 25: Frequenzspektren von NGC 7027, 3C 48 und 3C 286 85

Seite

Abb. 26: Streuung der Skalierungsfaktoren 91
Abb. 27: Elevationsabhängigkeit des relativen Skalierungsfehlers .. 92
Abb. 28: Geometrie der Empfangshörner des 10 Horn-SBS-Empfangssystems 98
Abb. 29: Blockdiagramm eines Empfängermoduls des 10 Horn-SBS-Empfangssystems 101
Abb. 30: Blockdiagramm der "Online"-Datenverarbeitung des 10 Horn-SBS-Empfangssystems 103
Abb. 31: CAS A bei 32 GHz 109
Abb. 32: CYG A bei 32 GHz 110
Abb. 33: G11.2-0.3 bei 32 GHz 111
Abb. 34: G21.5-0.9 bei 32 GHz 112
Abb. 35: G74.9+1.2 bei 32 GHz 113
Abb. 36: KES 75 bei 32 GHz 114
Abb. 37: M82 bei 32 GHz 115
Abb. 38: SGR A bei 32 GHz 116
Abb. 39: W49B bei 32 GHz 117
Abb. 40: 3C 58 bei 32 GHz 118
Abb. 41: 3C 391 bei 32 GHz 119
Abb. 42: 3C 397-Ost bei 32 GHz 120
Abb. 43: Frequenzspektrum der Zentralquelle von CYG A 122
Abb. 44: Frequenzspektrum der Gesamtregion um SGR A 125
Abb. 45: Schnitt entlang der "großen Achse" von 3C 58 bei 32 GHz .. 128
Abb. 46: Frequenzspektren von G74.9+1.2 und E2013+3702 132
Abb. 47: Ringintegrationsprofil von CAS A bei 32 GHz 134
Abb. 48: Frequenzspektrum von 3C 391 144
Abb. 49: Frequenzspektren von 3C 397-Ost und 3C 397-West 147
Abb. A1: Gesamtschaltbild der TTL ADD-SELECT-Einheit 152
Abb. A2: Pulsschema der TTL ADD-SELECT-Einheit 153

VERZEICHNIS DER TABELLEN

Seite

Tab. 1: Daten des Doppelhorn 9 mm-Empfangssystems 20

Tab. 2: Rms-Rauschen als Funktion des Fortschreitens im Flußdiagramm des Reduktionsverfahrens 60

Tab. 3: Zwischenergebnisse des HBS-SBS-Vergleichs bei T_p = 297 [K] 74

Tab. 4: Gesamtschwankungen $\Delta\tilde{T}$ (Konzept, ν, $\Delta G/G$) bei T_p = 297 [K] 76

Tab. 5: Zwischenergebnisse des HBS-SBS-Vergleichs bei T_p = 78 [K] .. 79

Tab. 6: Gesamtschwankungen $\Delta\tilde{T}$ (Konzept, ν, $\Delta G/G$) bei T_p = 78 [K] .. 80

Tab. 7: Extrapolierte Eichquellenflüsse bei 32 GHz 83

Tab. 8: Literaturwerte für NGC 7027, 3C 48 und 3C 286 84

Tab. 9: Punktförmigkeitsbetrachtungen für NGC 7027, 3C 48, 3C 84 und 3C 286 86

Tab. 10: Formelsammlung zur Berechnung von Eichkurven und Eichparametern 89

Tab. 11: Formelsammlung zur Berechnung von Flußwerten aus geeichten Kartierungen 93

Tab. 12: Symbolerklärungen zu Kapitel 3.2 94

Tab. 13: Quellenparameter aus den Kartierungen bei 32 GHz 106

Tab. 14: Strahlungsflüsse von G74.9+1.2 und E2013+3702 131

Tab. 15: Positionen der 32 GHz-Intensitäts-Blobs von KES 75 137

Tab. 16: Strahlungsflüsse von 3C 391 142

Tab. 17: Strahlungsflüsse von 3C 397 147

Tab. 18: Positionen der 1.4 GHz-Intensitäts-Blobs von 3C 397-Ost ... 148

1. EINLEITUNG

Messungen im mm-Wellenlängenbereich geraten international zunehmend in das Interesse astrophysikalischer Forschung. Dies zeigen vor allem Teleskopneubauten, wie der 30 m-Spiegel auf dem Pico Veleta in Spanien oder der 45 m-Spiegel des NRO in Japan. Die hervorragenden Oberflächen- und Nachführeigenschaften des Effelsberger 100 m-Spiegels erlauben die Nutzung dieses Instruments für radioastronomische Beobachtungen bis in den längerwelligen Teil des mm-Bereichs. Speziell die Kartierungen des Radiokontinuum stellen hohe Anforderungen an Empfänger und Auswerteverfahren. Ein zentraler Gesichtspunkt konzeptioneller Überlegungen muß dabei stets die Minimierung der mit zunehmender Frequenz überproportional anwachsenden Atmosphäreneinflüsse sein. Das hier vorgestellte Software-Beam-Switching Konzept (kurz: SBS) erlaubt nicht nur eine weitgehende Eliminierung von Wettereffekten, sondern eröffnet zudem neue Perspektiven zur Empfindlichkeitssteigerung (Multihornsysteme) und berücksichtigt gleichzeitig technische Probleme, die speziell bei hohen Frequenzen auftreten.

Zur vollständigen wissenschaftlichen Einordnung des SBS-Konzepts in bestehende Methoden der angewandten Physik gliedert sich die vorliegende Arbeit in einen technischen und einen astronomischen Teil.

Der technische Teil beginnt mit der Präsentation des Doppelhorn 9 mm-Empfangssystems (Kapitel 2), das als erstes System SBS anwendet, und beschreibt zusätzlich das speziell entwickelte Auswerteverfahren. Die zur Verallgemeinerung der Problematik im 3. Kapitel durchgeführten Analysen führen auf die mathematische Formulierung von SBS und des bisher gebräuchlichen Hardware-Beam-Switching (kurz: HBS). Die so ermöglichte quantitative Gegenüberstellung dieser beiden Empfangskonzepte erstreckt sich auf das Frequenzintervall von 4 bis 100 GHz. Den Abschluß des Kapitels bildet eine eingehende Betrachtung der Eichprozedur. Nach der experimentellen und theoretischen Absicherung des SBS-Konzepts befaßt sich das 4. Kapitel mit dem Entwurf eines Multihorn-SBS-Empfangssystems mit 10 Empfangshörnern und einer "Online"-Datenverarbeitung.

Der astronomische Teil (Kapitel 5) zeigt zunächst die bereits mit dem

Doppelhorn-SBS-Prototyp gewonnenen 32 GHz-Karten, bei denen es sich um die ersten empfindlichen Messungen dieser Art handelt. Die anschließenden astrophysikalischen Diskussionen stellen einen Bezug zwischen den 32 GHz-Resultaten und der aktuellen Forschung her.

Das zweite Kapitel sowie eine kurze Abhandlung über die Supernovareste CAS A und 3C 58 wurden bereits bei URSI-BRD (Morsi et al., 1985a) bzw. in den Mitteilungen der Astronomischen Gesellschaft (Morsi, 1985b) veröffentlicht.

2. DAS DOPPELHORN 9 MM-EMPFANGSSYSTEM

2.1 Einleitung

2.1.1 Zusammenfassung

Die Entwicklung leistungsfähiger Radiokontinuums-Empfangssysteme für hohe Frequenzen brachte die Notwendigkeit mit sich, über neue Empfängerkonzepte nachzudenken (Wielebinski, 1983, 1984). Das hier vorgestellte Doppelhorn 9 mm-Empfangssystem mit 4 Kanälen ist der Prototyp für Multihornsysteme, die das bisher zur Reduzierung von Wettereffekten gebräuchliche "Hardware Beam Switching" (kurz: HBS) (Emerson, 1979) zwischen den Empfangshörnern durch das "Software Beam Switching" (kurz: SBS) ersetzen. Bei diesem Konzept ist der Auswerterechner integraler Bestandteil des Empfangssystems (Abb. 1). Die beiden vom Aufbau her vollständig getrennten Empfängerboxen müssen zwar über extreme Stabilität verfügen, die Vorteile sind jedoch sehr kurze, unkomplizierte Hohlleiterwege und somit geringe Empfindlichkeitsverluste im Frontend, mechanisch einfacher Aufbau, geringere Kosten und leichte Ausbaufähigkeit zu Multihornsystemen. Mit dem hier diskutierten Doppelhorn-Prototyp konnten bereits erfolgreich empfindliche Radiokontinuumsmessungen mit 26."5 Winkelauflösung durchgeführt werden. Dazu war es notwendig, umfangreiche Eichmessungen durchzuführen, um die Atmosphären- und Antenneneinflüsse zu erfassen, die Beobachtungen bei 9 mm stark beeinflussen.

2.1.2 Historischer Überblick

Bereits 1973, kurz nach der Einweihung des Effelsberger 100 Meter-Spiegels, wurde von Hachenberg, Grahl und Wielebinski eine untere Grenzwellenlänge von circa 1 cm für radioastronomische Messungen vorausgesagt. Die vielen instrumentellen Verbesserungen, die seitdem durchgeführt worden sind (Grahl, 1984), führten zu der damals erhofften Oberflächengenauigkeit für die inneren 60 m des Teleskops von 0.4 mm (rms). Primärfokusmessungen bis zu einer Grenzwellenlänge von $\lambda = 3$ mm sollen seitdem möglich sein (Altenhoff und Wink, 1984). Durch den für 1985 geplanten Austausch des Sekundärreflektors, der mit einer Oberflächengenauigkeit von 1.2 mm (rms) das begrenzende Element für Beobachtungen aus dem Sekundärfokus darstellt, ist dort eine vergleichbare Grenzwellenlänge zu erwarten. Wegen seines

größeren Gesichtsfeldes ist der Sekundärfokus dem Primärfokus als Standort von Multihornsystemen vorzuziehen. Parallel dazu wurde die Entwicklung leistungsfähiger Empfängersysteme für den mm-Wellenbereich vorangetrieben, was zu dem hier vorgestellten Doppelhorn 9 mm-Empfangssystem geführt hat. Diese Konstruktion wird als Prototyp für Multihornsysteme angesehen, die das neuartige Konzept des SBS anwenden.

2.2 Empfangssystem

Wegen der Einbeziehung des Rechners sei unter Empfangssystem im folgenden eine Einheit bestehend aus Empfängerboxen und Rechenanlage zu verstehen.

Das bisher zur Reduzierung von Wettereffekten gebräuchliche HBS zwischen Empfangshörnern (Emerson, 1979) wird ersetzt durch das SBS im Rechner. Anders als beim HBS, bei dem die Empfangshörner bereits vor jeglicher Verstärkung in einer Hohlleiterkonstruktion (Dickeschalter) zusammengeführt werden, verstärkt man beim SBS unmittelbar hinter den Empfangshörnern das Signal in separaten Verstärkerzügen, die erst im Rechner kombiniert werden (Abb. 1). Das neue Konzept erfordert jedoch die doppelte Anzahl von Verstärkern und sehr viel höhere Anforderungen an die Stabilität der Bausteine. Die Stabilität ist beim HBS nicht von derartiger Bedeutung, weil die Signale aus beiden Hörnern abwechselnd im Schaltrhythmus (typisch 60 Hz) denselben Verstärkerzug durchlaufen, so daß deren Differenz Langzeitinstabilitäten ($\nu \lesssim 10$ Hz) nicht enthält. Da Instabilitäten in getrennten Verstärkerzügen trotz gleicher äußerer Bedingungen i.a. unabhängig voneinander sind, ist diese Instabilitäteneliminierung hier nicht anwendbar.

Für das Funktionieren des SBS gelten extreme Stabilitätsforderungen (siehe Kapitel 3.1), die durch das hier vorgestellte 9 mm-Empfangssystem erfüllt werden. Der Vorteil des SBS sind geringe Empfindlichkeitsverluste, bedingt durch kurze, unkomplizierte Hohlleiterwege bis zur ersten Verstärkerstufe, womit ein kostengünstiger, mechanisch einfacher Aufbau möglich ist. Das System kann leicht zu einem Multihornsystem ausgebaut werden. Diese Vorzüge treten mit zunehmender Frequenz immer deutlicher hervor.

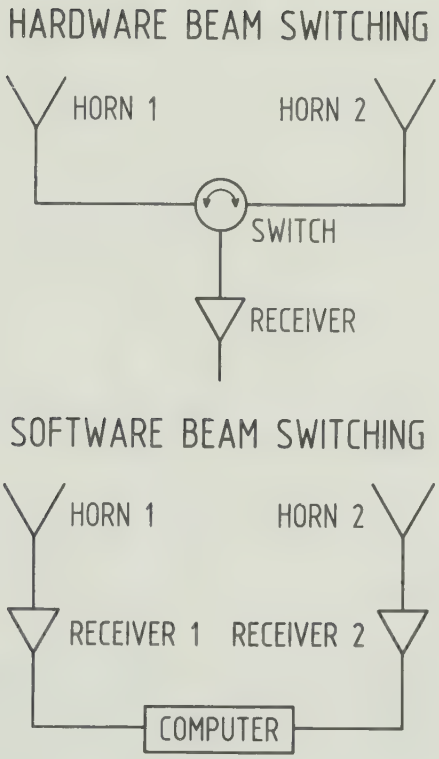


Abb. 1: Gegenüberstellung der Prinzipschaltbilder von Hardware und Software Beam Switching (HBS bzw. SBS)

2.2.1 Empfängerboxen

Abbildung 2 zeigt ein Blockdiagramm der Gesamtkonstruktion bestehend aus zwei Empfängerboxen mit jeweils einem Horn und jeweils getrennter Verstärkung der rechts- und linkszirkularen Signalkomponente, so daß neben der Gesamtintensität gleichzeitig die lineare Polarisation durch Korrelation in einem Multiplizierer (Wilson, 1978; Haslam, 1981) erfaßt wird. Die TTL ADD-SELECT Einheit (siehe Anhang) addiert im Meßbetrieb die zu jedem Horn gehörigen beiden Gesamtintensitätskanäle (CH1 + CH2 bzw. CH4 + CH5). Die ebenfalls mögliche direkte Registrierung der einzelnen Gesamtintensi-

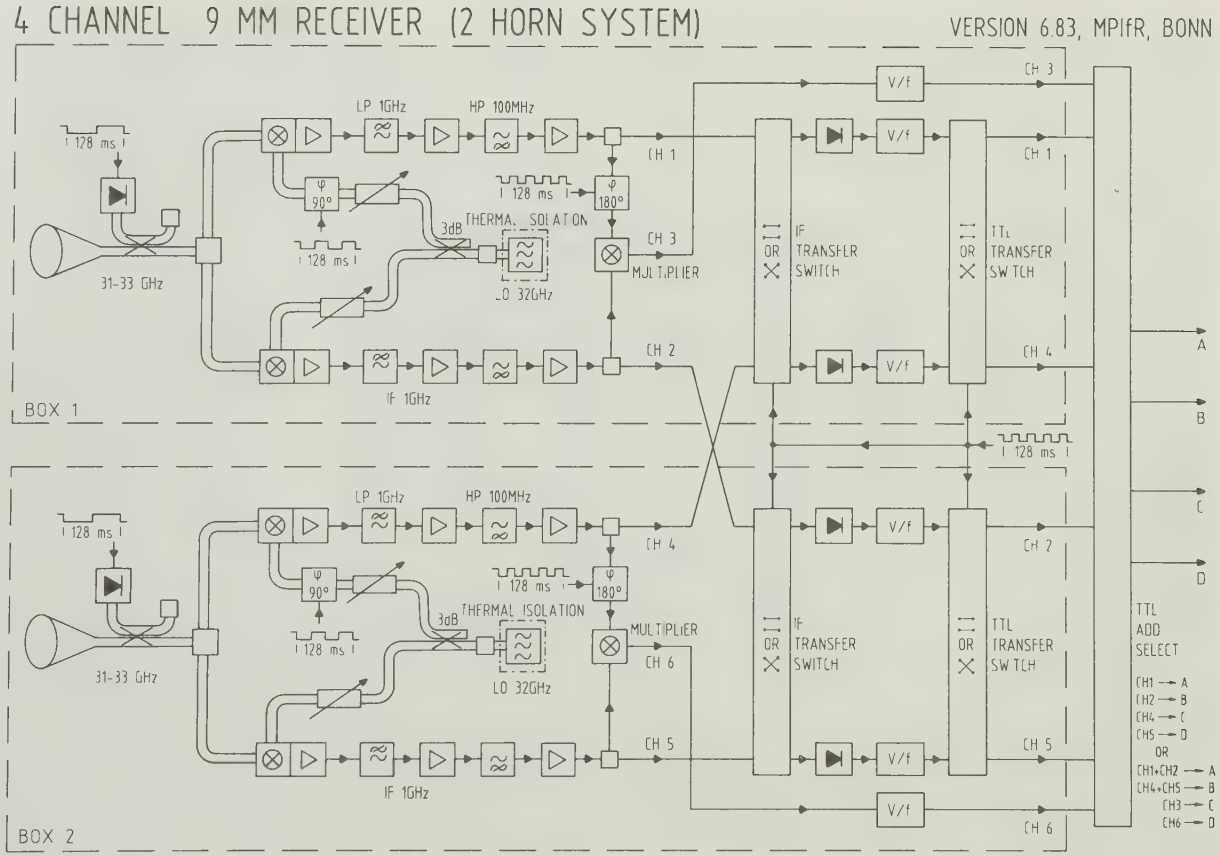


Abb. 2: Blockdiagramm der Empfängerboxen des Doppelhorn-SBS-Prototyps

tätskanäle (CH1, CH2, CH3, CH4) dient technischen Testzwecken.

Im jeweiligen Frontend (Kemp, 1984) dient die unmittelbar hinter dem Horn eingespeiste Rauschdiode zur kontinuierlichen Kalibration des Empfangssignals. Nach der Aufspaltung in rechts- und linkszirkulare Signalkomponenten in einer Polarisationsweiche folgt jeweils ein Doppelseitenbandmischer mit integrierter Nachverstärkung. Die durch die Begrenzung der Hoch- und Tiefpaßfilter empfangenen Frequenzbänder von 31 - 31.9 und 32.1 - 33 GHz werden mit Hilfe eines bei 32 GHz freilaufenden Lokaloszillators heruntergemischt, so daß nach dem jeweiligen zweistufigen ZF-Teil ein ZF-Frequenzband von 0.1 - 1 GHz der rechts- bzw. linkszirkularen Signalkomponente vorliegt. Dadurch ergibt sich eine effektive Bandbreite von 900 MHz bei einer Mittenfrequenz von 32 GHz. Die geschaltete 90°-Phasenverschiebung des LO-Signals für einen der beiden Mischer dient der simultanen Polarisationsmessung und sorgt dafür, daß bei der Korrelation im Multiplizierer abwechselnd die Stokes-Parameter U und Q erzeugt werden können. Der geschaltete 180°-Phasenschalter vor einem Zweig ermöglicht die spätere Eliminierung der im Multiplizierer auftretenden unerwünschten quadratischen Spannungsterme.

Der nun folgende recht komplexe Detektorteil (Gough, 1983) dient zur Reduzierung der durch die Detektoren verursachten Verstärkungsschwankungen (< 20 Hz), die hier die dominante Quelle der Systeminstabilitäten darstellen, und involviert lediglich aus Kostengründen die Detektoren beider Empfängerboxen. Diese Einsparung entfällt bei einem Multihornsystem, da die notwendige totale Separation (um beliebige Hörner kombinieren zu können) pro Horn 4 Detektoren, 2 IF- und 2 TTL-Schalter in einer abgewandelten Konfiguration erfordert. In der hier präsentierten Schaltung erhält man die Reduzierung der Detektorinstabilitäten, indem Signale, die später im Rechner eine Subtraktion erfahren, von denselben Detektoren gleichgerichtet werden. Dies geschieht, indem man mit Hilfe eines IF- und eines TTL TRANSFER SWITCH zwei Detektoren mit einer Schaltfrequenz von 60 Hz bzgl. der beiden eingespeisten Signale permutiert. Im Meßbetrieb sorgt die im Additionsmode arbeitende TTL ADD-SELECT Einheit dafür, daß die beiden an den Rechner übergebenen Gesamtintensitätskanäle A und B jeweils die Instabilitäten aller vier Detektoren enthalten. Die ohnehin für das SBS notwendige Subtraktion im Rechner (A-B in MSUB) läßt die Detektor-

instabilitäten zum größten Teil herausfallen.

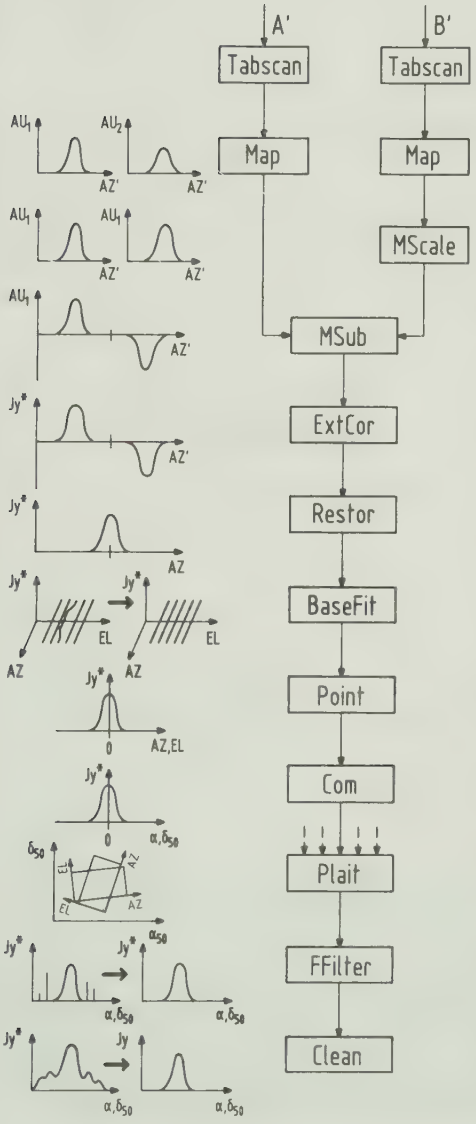
Die beiden Polarisationskanäle C und D enthalten jeweils die Stokes-Parameter U, Q und werden bisher konventionell ausgewertet, weil Wettereffekte sich auf die durch Korrelation gewonnenen Polarisationssignale sehr viel schwächer auswirken.

Die als Frequenzen vorliegenden Signale (A, B, C, D) werden im nachgeschalteten Digital Backend (Zinz und Haslam, 1972) digitalisiert (A', B', C', D') und auf Band geschrieben.

2.2.2 Rechenanlage

Im folgenden wird ausschließlich die Datenverarbeitung der Gesamtintensitätskanäle (A' und B') beschrieben. Abbildung 3 zeigt das Flußdiagramm der Datenreduktion. Die vom Digital Backend gelieferten Zahlenwerte der Gesamtintensitätskanäle A und B (Horn 1 bzw. Horn 2) repräsentieren bei Bewegung des Teleskops in AZ-Richtung um den Hornabstand (3 Bogenminuten) örtlich versetzte Folgen von Antennentemperaturen. Um eine zweidimensionale Kartierung der von einem astronomischen Objekt ausgehenden Strahlung zu erhalten, müssen derartige "Scans" die interessierende Himmelsregion mit beiden Hörnern überdecken. Die Standardprogramme TABSCAN und MAP erzeugen sodann eine zweidimensionale Datenmatrix (Haslam, 1973). MSCALE paßt dann die Intensitätsskala von Horn 2 an diejenige von Horn 1 an. Der dabei verwendete Parameter ist sehr kritisch, und nur durch eine statistische Analyse vieler Eichquellenkartierungen zu erhalten. Erst in MSUB werden die Datenmatrizen kombiniert, so daß hier zum ersten Mal eine Doppelhorndatenmatrix (Dual Beam Map) vorliegt, und der SBS-Prozeß somit abgeschlossen ist. Diese Kombination ist mathematisch einfach eine Subtraktion der beiden Hörner, so daß wegen des vorher Gesagten der überwiegende Teil der Detektorinstabilitäten unmittelbar herausfällt. Zusätzlich wird hier "Scanning" mit einer Zeitskala größer oder gleich der dreifachen Fahrzeit zwischen den Nörnern stark reduziert. Unter "Scanning" versteht man Langzeitinstabilitäten maximal von der dreifachen Dauer eines Scans, die sowohl vom Empfangssystem selbst als auch vom Wetter (z.B. durchziehende Wolken) herrühren, wobei mit steigender Empfangsfrequenz der Wetteranteil zunimmt. Im vorliegenden Fall wird in MSUB "Scanning" mit $\nu \lesssim 0.019$ Hz (1/(3 * Fahrzeit zwischen Hörnern)) zum größten Teil elimi-

OPTIMIERTES REDUKTIONSVERFAHREN
(SOFTWARE-BEAM-SWITCHING)



1-dim. Datenwichtung in Fahrtrichtung (sinc-Funktion)

2-dim. Datenmatrix durch Datenwichtung orthogonal zur Fahrtrichtung (sinc-Funktion)

Skalenanpassung von Horn 2 an Horn 1 [$AU_2 \rightarrow AU_1$]

Subtraktion der 2-dim. Datenmatrizen (Eliminierung der Detektorinstabilitäten)

"Grobeichung" in Jansky unter Berücksichtigung der differentiellen Extinktion [$AU \rightarrow Jy^*$]

Reduzierung von "Scanning" (+/- Prinzip: Wichtung mit Kammfunktion) vorher Drehung [$AZ' \rightarrow AZ$]

Reduzierung von "Scanning" (Basisniveaukorrektur durch Prinzip der unscharfen Maske)

Pointingkorrektur
zeitlich : aktueller Kalibrator
"örtlich": $\Delta AZ - \Delta EL$ - Kurve

Transformation in himmelsfestes Koordinatensystem [$AZ,EL \rightarrow \alpha,\delta_{50}$]

Summation unabhängiger Datenmatrizen und Reduzierung von "Scanning" (Prinzip: Wichtung von Raumfrequenzen der Fouriertransformierten)

Fourierfilter. Herausfiltern von Strukturen < Auflösungsvermögen

"Feineichung" in Jansky/Keule durch Herausziehen von Nebenkeulen und Errorbeam [$Jy^* \rightarrow Jy$]

Abb. 3: Flußdiagramm der Datenverarbeitung in der Rechenanlage zum Doppelhorn-SBS-Prototyp

niert (vgl. Kapitel 3.1.4).

Die weitere Datenreduktion wäre ebenfalls beim HBS anwendbar, und ist nur deshalb so komplex, weil es sich um Messungen mit einem sehr großen Teleskop im mm-Wellenbereich handelt.

EXTCOR korrigiert anhand vorher mit astronomischen Eichquellen bestimmtem Extinktionskoeffizient und außeratmosphärischem Skalierungsfaktor bzgl. Extinktion, differentieller Extinktion und skaliert gleichzeitig von Systemeinheiten (AU_1) in die physikalische Jansky-Skala (1 Jy = 10^{-26} Watt m^{-2} Hz^{-1}). Abbildung 4 zeigt die Eichkurve, und die dazugehörige Kurve der relativen Absorption ist in Abbildung 5 wiedergegeben. Das Wort "Grobeichung" (vgl. Kapitel 3.2) meint hier, daß die Eichung noch Antennen-

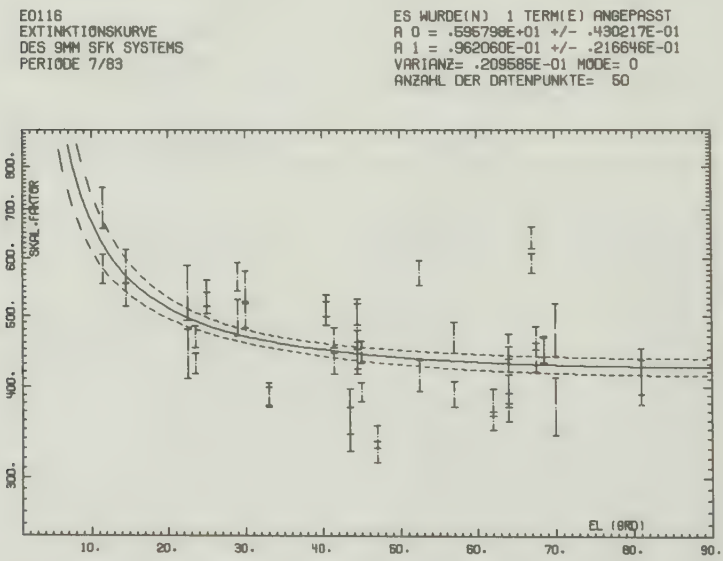


Abb. 4: Extinktionskurve dargestellt als elevationsabhängiger Skalierungsfaktor J [$\mu Jy/AU_1$]. Neben der Extinktionskorrektur wird so gleichzeitig von Systemeinheiten (AU_1) in physikalische Jansky-Einheiten skaliert. Die gestrichelten Kurven geben den Fehler zu jedem Punkt der durchgezogenen Kurve, die nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ermittelt wird, an. Die Fehler selbst werden mit Hilfe der zugehörigen vollständigen Fehlermatrix errechnet.

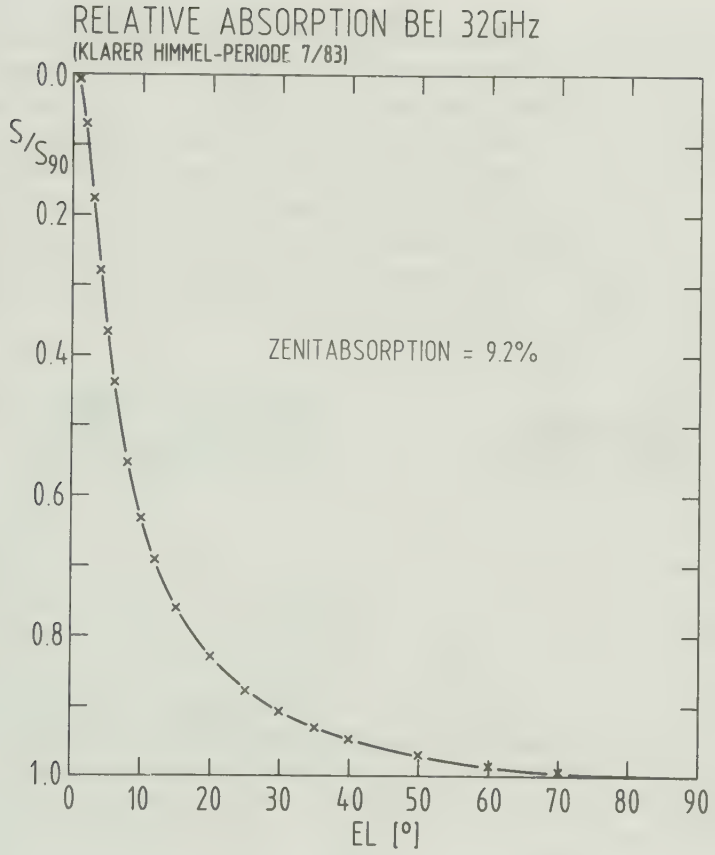


Abb. 5

effekte wie Nebenkeulen und Errorbeam enthält, auf die später noch eingegangen wird. RESTOR führt zunächst eine Koordinatendrehung aus, um die gedachte Verbindungslinie zwischen den Hörnern exakt in Azimutrichtung zu bringen, und verringert dann "Scanning" mit $\nu \leq 0.5$ Hz, indem die Doppelhorndatenmatrix in die äquivalente Einhorndatenmatrix umgeformt wird (Emerson, 1979). Hier wird also zum ersten Mal auch das "Scanning" im Frequenzintervall [0.019; 0.5] Hz erfaßt, was Langzeitinstabilitäten mit Zeitskalen entspricht, die kleiner als die dreifache Fahrzeit zwischen den

Hörnern und größer als die Meßdauer für zwei aufeinanderfolgende Punkte der Datenmatrix sind. Abbildung 6 zeigt, daß die von RESTOR durchgeführte Koordinatendrehung elevationsabhängig ist. Testreihen ergaben, daß eine Fallunterscheidung in drei Elevationsbereiche für den Drehparameter für alle Quellen, mit Ausnahme solcher mit extrem großem Dynamikbereich, völlig ausreichend ist. Mit dem nun folgenden Standardprogramm BASEFIT, das auf dem Prinzip der unscharfen Maske beruht (Sofue und Reich, 1979), wird restliches "Scanning" durch den "Vergleich" benachbarter "Scans" weiter verringert. Hier wird also zum ersten Mal die Zweidimensionalität der Datenmatrix ausgenutzt.

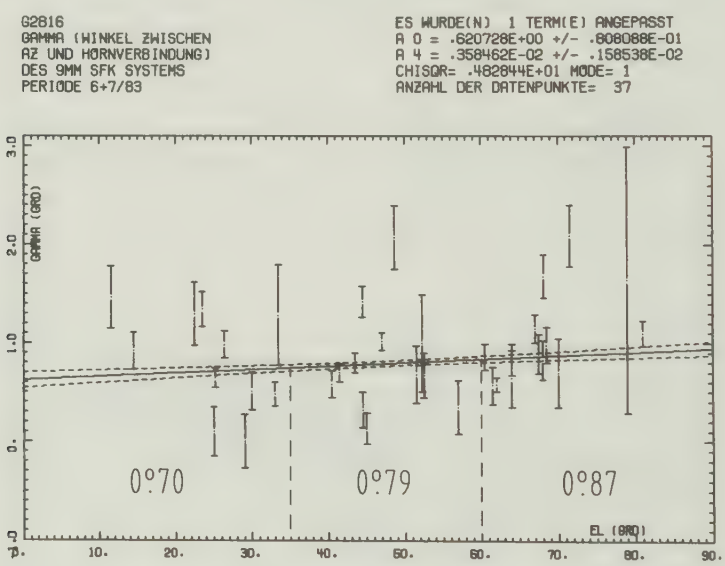


Abb. 6

Das POINT-Programm dient zur Korrektur von Positionierungsfehlern (Pointing), die bis zu 50" betragen können, was etwa zwei Halbwertsbreiten der Antennenhauptkeule (HPBW) entspricht. Diese Fehler haben im wesentlichen zwei unabhängige Ursachen: zum einen die thermische Teleskopverformung durch Temperaturschwankungen und direkte Sonneneinstrahlung als "zeitliche" Komponente, und dann die Teleskopverformung durch die Erdan-

ziehungskraft (Finite Elemente Konstruktion) als "örtliche" Komponente. Abbildung 7 zeigt als Resultat von Ausgleichsrechnungen die reine Elevationsabhängigkeit der Pointingkorrekturen ΔAZ_{Ort} und ΔEL_{Ort}. Eine Azimutabhängigkeit konnte wie erwartet nicht nachgewiesen werden. Die Pointingkorrektur in der Elevationskoordinate ΔEL_{Ort} zeigt im Gegensatz zu ΔAZ_{Ort} eine starke Elevationsabhängigkeit mit einer Amplitude von 26". Die Möglichkeit einer Separation in "zeitliche" und "örtliche" Komponenten bedeutet für den Meßbetrieb, daß die Beobachtung von Eichquellen nur den Korrekturterm für die zeitliche Komponente liefern muß, und somit nicht bei gleicher Elevation wie das interessierende Meßobjekt beobachtet werden braucht. Die Korrektur von Positionierungenauigkeiten ist deshalb so wichtig, weil sie in der gleichen Größenordnung wie das Auflösungsvermögen (HPBW) des 100 m-Spiegels bei 9 mm Wellenlänge ist. Die hier erreichte Genauigkeit (siehe Abb. 7) erscheint akzeptabel angesichts einer Genauigkeit des Winkelmeßsystems von 2".

Nach der Koordinatentransformation vom AZ-EL-System in ein himmelsfestes astronomisches System mittels COM werden in PLAIT Karten, die zu verschiedenen Sternzeiten beobachtet wurden, kombiniert. Das i.a. noch nicht gänzlich eliminierte "Scanning" der einzelnen Karten hat nach der Koordinatentransformation voneinander verschiedene Richtungen, die in der Fouriertransformierten als unterscheidbare Einzelkomponenten auftreten und heruntergewichtet werden (Reich, 1983). Bei stark unterschiedlicher Qualität der Kartierungen führt eine simple gewichtete Addition allerdings auf bessere Resultate.

An dieser Stelle könnte die Frage nach der Notwendigkeit so vieler Programme zur Verringerung von "Scanning" auftreten. Ein schrittweises Vorgehen ist deshalb unumgänglich, weil ein rigoroses Anwenden einzelner Programme die mit dem "Scanning" vermischten Meßdaten des astronomischen Objekts selbst verändert hätte. Da dies unbedingt vermieden werden muß, wurde anhand eingehender Untersuchungen ein optimiertes Reduktionsverfahren gesucht.

In FFILTER werden Strukturen, deren Ausdehnung kleiner als das tatsächliche Auflösungsvermögen ist, mit einem Fourierfilter herausgezogen. Durch Auswertung von Punktquellen konnte hier für eine Wellenlänge von

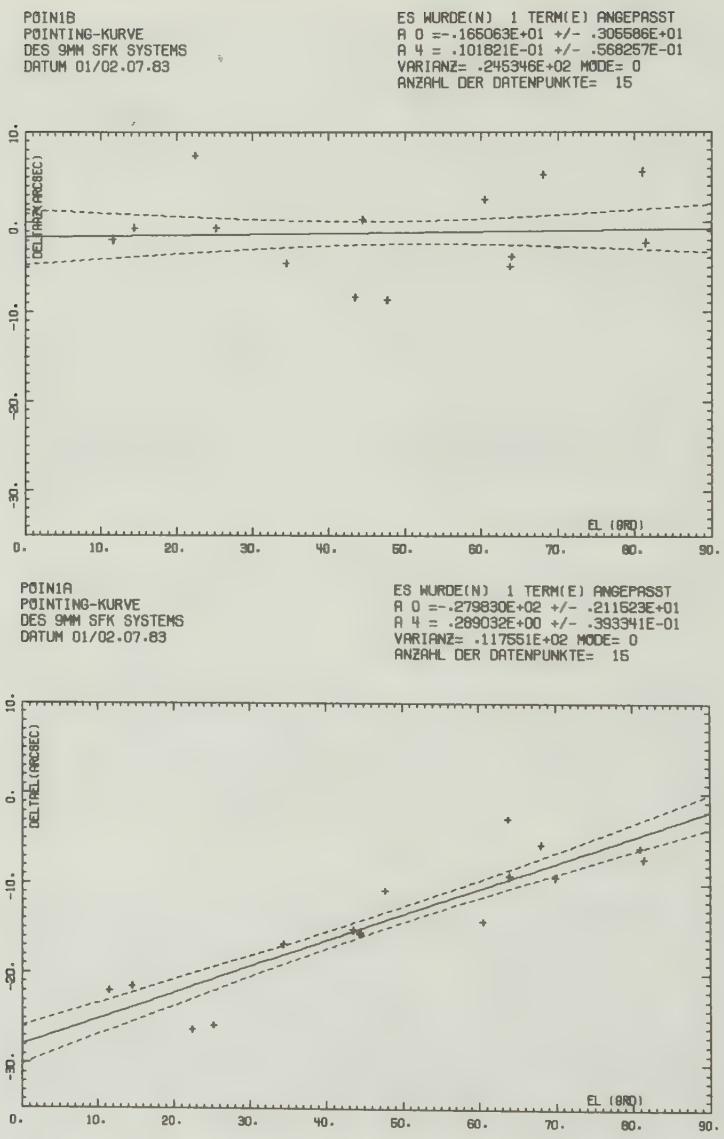
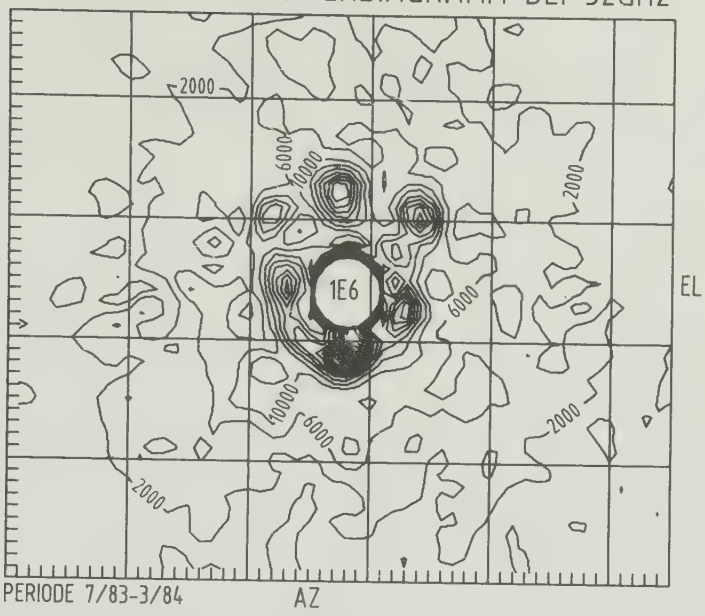
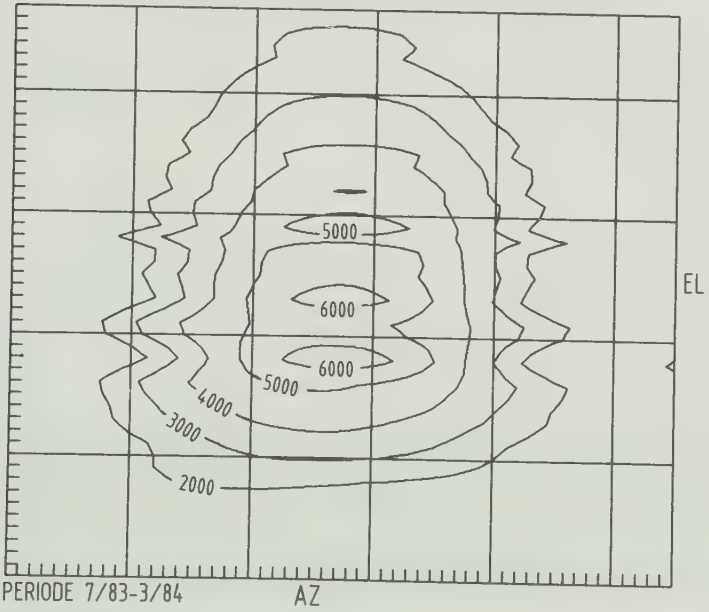


Abb. 7: Kurven $\Delta AZ_{Ort}(EL)$ und $\Delta EL_{Ort}(EL)$ zur Korrektur der reinen Elevationsabhängigkeit des Pointingfehlers ("örtliche" Komponente) mit rms-Fehlern von ± 4.9 bzw. ± 3.4 Bogensekunden.

EFFELSBERG ANTENNENDIAGRAMM BEI 32GHz



EFFELSBERG ERRORBEAM BEI 32GHz



9 mm ein effektiver Spiegeldurchmesser von 80 m ermittelt werden. Der letzte Reduktionsschritt verwendet die CLEAN-Methode (Högbom, 1974; Schwarz, 1978) zur Dekonvolvierung von astronomischen Quellen und Antennendiagramm. Ábbildung 8a gibt eine Konturliniendarstellung des bei 32 GHz an 3C 84 gemessenen Antennendiagramms wieder. Zu Gunsten der besseren Darstellbarkeit der schwächeren Komponenten wurde auf das vollständige Auszeichnen der Hauptkeule verzichtet. Die Nebenmaxima der Beugungsstruktur sind unsymmetrisch, wobei das stärkste südlich der Hauptkeule liegt und eine Amplitude von -12.5 dB aufweist. Es ist gelungen, einen Teil der diffusen Komponente des Antennendiagramms, bekannt unter der Bezeichnung Errorbeam, zu separieren. Dieser Errorbeam (Abb. 8b) gehört nicht zur Beugungsstruktur, sondern wird durch Streuung an Oberflächenunebenheiten des Spiegels verursacht. Abbildung 9 gibt die auf die Hauptkeule zentrierten Ringprofile der Abbildungen 8a und 8b wieder. Die prozentuale Raumwinkelverteilung verdeutlicht, wie wichtig die Entfaltung ist, da schon bis zum Integrationsradius von 3!83 lediglich etwa 50% der einfallenden Strahlung in die Hauptkeule gelangen. Dies hat zur Folge, daß eine Hauptkeuleneichung für ausgedehnte Objekte zu großen Fehlern führt. Deshalb wird in Abbildung 3 die Anwendung des CLEAN-Programms mit "Feineichung" bezeichnet. Der Algorithmus dieses Programms ersetzt das in jedem Punkt der Kartierung enthaltene Antennendiagramm durch eine auf den Hauptkeulenraumwinkel normierte Gaußfunktion, sofern die Intensität des Punktes das fünffache rms-Rauschen übersteigt.

Zu Seite 15:

Abb. 8a: Antennendiagramm des Effelsberger 100 m-Spiegels bei 32 GHz normiert auf 1 Million Einheiten für das Maximum nullter Ordnung (Hauptkeule). Die Wahl einer linearen Skala dient zur besseren Darstellbarkeit der hier interessierenden schwachen Komponenten des Diagramms.

Abb. 8b: Aus (a) extrahierter Errorbeam

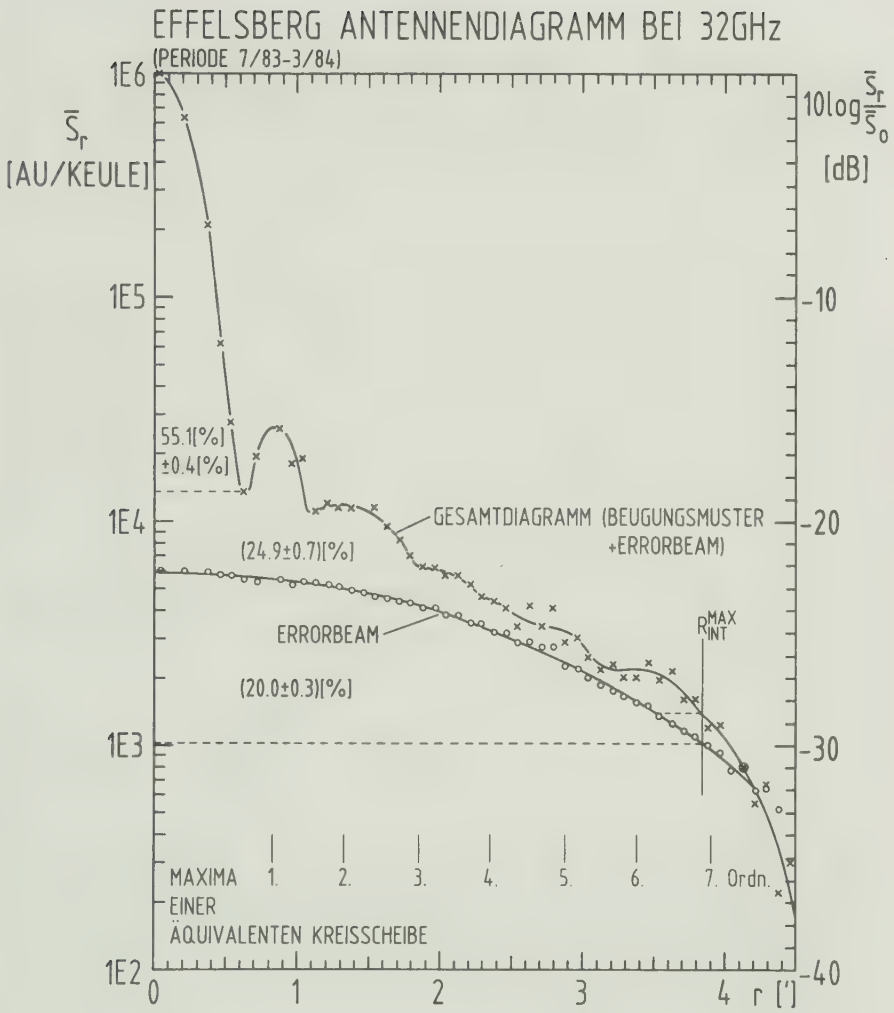


Abb. 9: Ringprofile des Antennendiagramms (Abb. 8a) und des Errorbeams (Abb. 8b) bis ca. -40 dB zentriert auf die Hauptkeule. Die Prozentangaben beziehen sich auf Integrationen von Teilen des Antennendiagramms, wobei die Integration des Gesamtdiagramms bis zu einem Radius $R_{INT,MAX}$ = 3'.83 gleich 100% gesetzt wurde. Die Anteile von Hauptkeule, Nebenkeulen und Errorbeam sind 55%, 25% bzw. 20%. Zusätzlich wird der Vergleich mit der Beugung an einer äquivalenten Kreisscheibe durchgeführt (Morsi, 1982).

2.3 Grenzempfindlichkeit und Systemparameter

Die Güte dieses Empfangssystems (Empfängerboxen + Rechenanlage) läßt sich zwar anhand von Kartierungen astronomischer Objekte gut demonstrieren, der Beweis für die Konkurrenzfähigkeit des SBS-Konzepts zu anderen Empfängerkonzepten wird erst durch die Betrachtung der Grenzempfindlichkeit des Systems erbracht.

Die Grenzempfindlichkeit eines Empfangssystems bezeichnet denjenigen Rauschwert, der bei Addition weiterer unabhängiger Messungen einer Quelle nicht verbessert werden kann. Dieser Effekt wird entweder durch die frequenz- und auflösungsabhängige Konfusionsgrenze oder durch Instabilitäten des Empfangssystems und der Atmosphäre verursacht. Unter Konfusionsgrenze versteht man den Rauschbeitrag, der durch unaufgelöste Hintergrundquellen entsteht, und hier zu circa 0.0002 mJy (1 mJy = 10^{-3} Jy) abgeschätzt wird. Eine mögliche Begrenzung der Empfindlichkeit könnte daher nur von Empfänger und Atmosphäre ausgehen. In Abb. 10 sind rms-Rauschwerte aus sukzessiv addierten Eichquellenkartierungen σ_{exp} gegen rms-Rauschwerte σ_{th} aufgetragen, die mit (1) aus den Werten σ_i der jeweils beteiligten Einzelmessungen errechnet wurden.

$$\sigma_{th} = \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^{n} \frac{1}{\sigma_i^2}}} \qquad (1)$$

(n = Anzahl der Kartierungen). Die Kurve deckt sich innerhalb der Fehlergrenzen mit der Winkelhalbierenden und zeigt somit keinerlei Anzeichen einer Sättigung. Mit einem auf dem SBS-Konzept beruhenden Empfangssystem lassen sich also Kartierungen radioastronomischer Objekte erstellen, deren Empfindlichkeit (rms-Rauschen) erheblich besser als die hier erreichten 8 mJy/Keule ist (s. Kapitel 3.1.4).

Tabelle 1 zeigt eine Aufstellung wesentlicher Systemparameter. Es sei hier darauf hingewiesen, daß einige Werte (T_{sys}, ε_M, T_a/S, Ω_A) die Ende 1981 gemessene Aperturreffektivität ε_{ap} beinhalten (Altenhoff, 1981). Trotz der Oberflächenjustage des Hauptspiegels wird wegen der dominierenden Oberflächenungenauigkeit des Sekundärreflektors für den Sekundärfokus keine wesentliche Verbesserung der Aperturreffektivität erwartet, so daß hier

GRENZ3
GRENZEMPFINDLICHKEIT
DES 9MM SFK SYSTEMS
PERIODE 6+7/83 - 3/84

ES WURDE(N) 1 TERM(E) ANGEPASST
A 0 = .392090E+00 +/- .753692E+00
A 4 = .995153E+00 +/- .682642E-01
CHISQR= .187400E+00 MODE= 1
ANZAHL DER DATENPUNKTE= 13

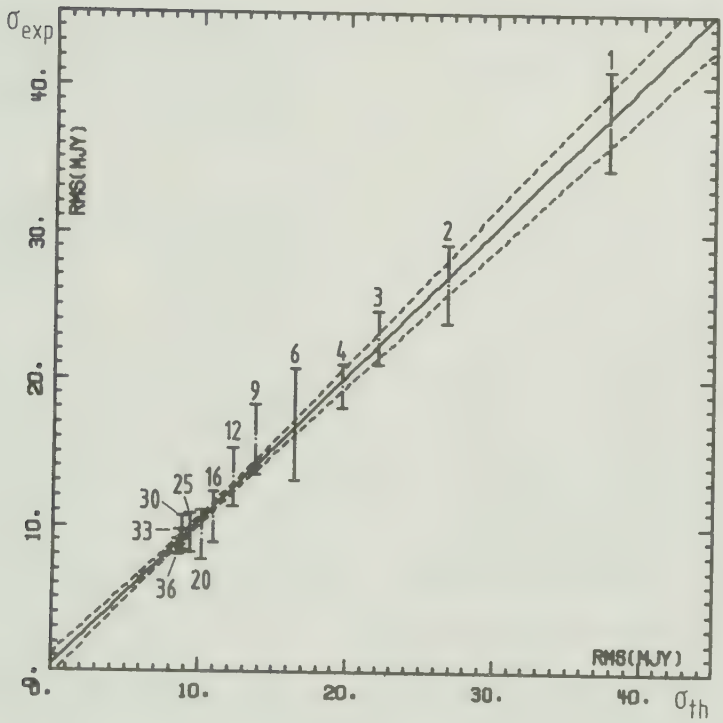


Abb. 10: Grenzempfindlichkeit des bestehenden Doppelhorn-SBS-Prototyps (Version 6.83). Der Kurvenparameter gibt die Anzahl der summierten Kartierungen an, die hier auch als Integrationszeit pro Punkt der summierten Datenmatrix interpretiert werden kann.

Tabelle 1: Daten des Effelsberger 4-Kanal 9 mm-Empfangssystems (2 Horn; Sekundärfokus; SBS; Version 6.83; Periode 7.83)

Bezeichnung	Wert
Empfangskonzept	Software Beam Switching (SBS)
Empfängertyp	4-Kanal-Überlagerungsempfänger mit ungekühlten Doppelseitenbandmischern als Eingangsstufen; Detektorschalten bei der Gleichrichtung
Empfangshörner	2
Polarisationsmessung	1 Multiplier pro Horn, d.h. jeweils Stokes-Parameter U und Q zur Bestimmung der linearen Polarisation
Mittenfrequenz ν [GHz]	32.0 ($\hat{=}$ λ9.4 mm)
empfangenes Frequenzband [GHz]	31.0 - 31.9 und 32.1 - 33.0
empfangene Bandbreite $\Delta\nu$ [GHz]	1.800 (RF)
effektive Bandbreite $\Delta\nu_{eff}$ [GHz]	0.900 (IF)
abstrahierte Systemrauschtemperatur T_{sys} [K] bestimmt aus $\sigma_{exp}^{FFilter}$	345 ± 29; ± 8.4 %
mittlere Verstärkungsschwankungen eines der 4 Verstärkerzüge (VES)	$(4.21 \pm 0.95) \cdot 10^{-5}$; ±23%
	s. Kap. 3.1.4
effektiver Spiegeldurchmesser D_{eff} [m]	80
Aperturreffektivität ε_{ap} [%] (D = 100 m)	11.7 ± 0.7 (Altenhoff et al., 1981)
Hauptkeuleneffektivität ε_M [%]	20.5 ± 1.2
Skalierungsfaktor J_{Fit} [μJy/AU_1]	siehe Extinktionskurve (Abb. 4)
Konvertierungsfaktor T_a/S [K/Jy]	0.333 ± 0.020; ± 6.0 %
Konvertierungsfaktor T_B/S [K/Jy]	1.6246 ± 0.0086; ± 0.53 %
Halbwertsbreite der Antennenhauptkeule HPBW ["]	26.5 ± 0.3; ± 1.1 %
Antennenraumwinkel Ω_A [rad^2]	$(9.55 \pm 0.57) \cdot 10^{-8}$; ± 6.0 %
Hauptkeulenraumwinkel Ω_M [rad^2]	$(1.9565 \pm 0.0104) \cdot 10^{-8}$; ± 0.53 %

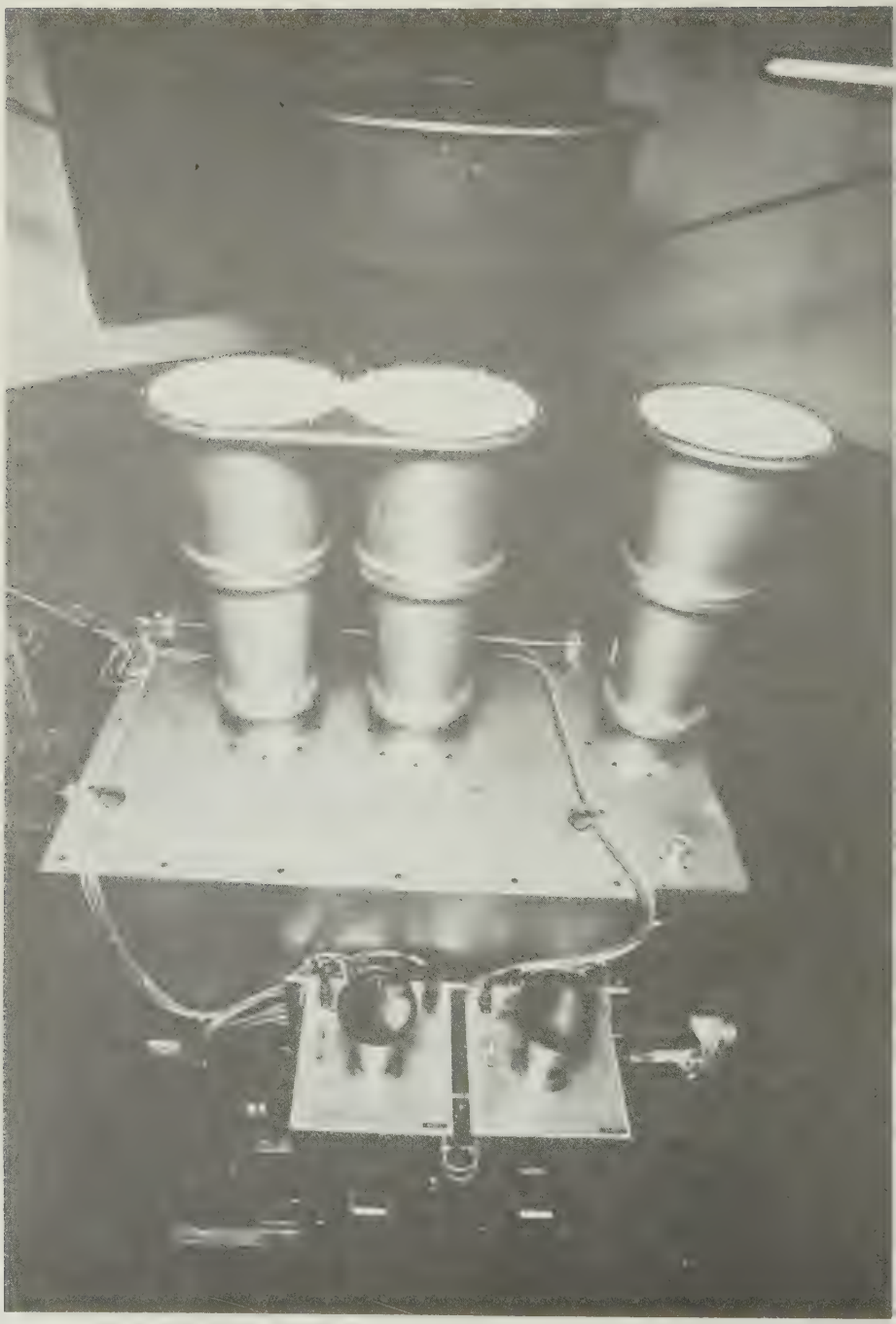
Tabelle 1 (Forts.)

Bezeichnung	Wert
RMS-Empfindlichkeit $\sigma_{exp}^{FFilter}$ [mJy/Keule] (in 1s bei einer Scanlänge von 16' bei sehr gutem Wetter)	39.9 ± 2.4; ± 6.0 %
Grenzempfindlichkeit [mJy/Keule]	<< 8
Scan-Geschwindigkeit v_{AZM} ['/min]	10
Gitterpunktdurchmesser (in Datenmatrix) D_{Gitter} ["]	10
Hornabstand δH [']	2.9948 ± 0.0013; ± 0.04 %
Angleichfaktor V_{12}	0.835 ± 0.005; ± 0.6 %

ebenfalls $\varepsilon_{ap} \approx 12\%$ zur Anwendung kommt. Die zur endgültigen Datenverarbeitungsstufe (Abb. 3) gehörende abstrahierte Systemrauschtemperatur (s. Kapitel 3.1.4), hier kurz als T_{sys} bezeichnet, ist die den Radioastronomen letztlich interessierende Größe, da sie das Empfangssystem als Ganzes (einschließlich Rechner) charakterisiert. Abbildung 11 gibt schließlich einen Größenvergleich der Empfänger im Sekundärfokus des Effelsberger 100 m-Spiegels wieder und zeigt deren Installierung bis Ende 1984.

Zu Seite 22:

Abb. 11: Teilansicht der Sekundärfokuskabine des Effelsberger 100 m-Spiegels. Die beiden "Kästchen" im Vordergrund sind die Empfängerboxen des Doppelhorn-SBS-Prototyps. Dahinter folgen das Dreihorn HBS 2.8 cm-Empfangssystem und das 11 cm-Empfangshorn.



3. DISKUSSION ZENTRALER ASPEKTE VON MULTIHORN-EMPFANGSSYSTEMEN

Dieses Kapitel soll den Entwurf eines Multihorn-SBS-Empfangssystems im mm-Wellenlängenbereich für Effelsberg (Kapitel 4) vorbereiten, indem zentrale Aspekte, die bereits bei einem Doppelhorn-SBS-Empfangssystem auftreten, ausführlich behandelt werden. Einige der hier behandelten Punkte gelten natürlich ganz allgemein für Beobachtungen im mm-Wellenlängenbereich. Dabei scheint es unumgänglich, eine vergleichende Analyse der Konzepte HBS und SBS durchzuführen, die von allgemeinen Grundlagen ausgeht und erstmalig auch quantitative Aussagen über das Verhalten derartiger Systeme zuläßt. Die abgeleiteten Gleichungen beinhalten zudem Effekte, die durch Instabilitäten verursacht werden, so daß für reale Empfangssysteme bereits bei der Konstruktion Vorhersagen über ihre Leistungsfähigkeit gemacht werden können. Die Genauigkeit dieser Vorhersagen ist in erster Linie abhängig vom Grad der Kenntnis der Bauteile der Konstruktion. Für den Entwicklungsingenieur ergibt sich auf diese Weise die Möglichkeit, das Verhalten des Gesamtsystems in Abhängigkeit von Modifizierungen einzelner Komponenten zu studieren, um so konkrete Ansatzpunkte für Systemverbesserungen zu erhalten. Zudem ist dann sehr einfach zu erkennen, wann eine Konstruktion ausgereizt ist und es sich nicht lohnt, noch mehr Zeit und Mittel zu investieren!

In diesem Kapitel beziehen sich alle Temperaturen auf den Fußpunkt der Antenne.

3.1 Vergleichende Analyse der Konzepte HBS und SBS

3.1.1 Modellsysteme für den Vergleich

Bei den hier vorgeschlagenen Modellsystemen handelt es sich aus Gründen der Übersichtlichkeit um Minimalsysteme zur Messung der Gesamtintensität (Stokes-Parameter I). Wenn man nun voraussetzt, daß die Zirkularpolarisation der einfallenden Radiostrahlung vernachlässigbar ist, kann diese Welle als Überlagerung von einer rechts- und einer linkszirkularen Welle mit jeweils gleicher Amplitude aufgefaßt werden. Folglich genügt dann bereits die Messung einer der beiden zirkularen Wellen zur Bestimmung der Gesamtintensität. Da der Hohlleiter-Koax-Übergang nur eine lineare Komponente in

den Verstärker weiterleiten kann, werden die beiden zirkularen Wellen in ihre äquivalenten, zueinander orthogonalen linearen Wellen gleicher Amplitude transformiert (Hohlleiteranalogon zur λ/4-Platte), von denen dann eine über einen Rund-Rechteck-Übergang selektiert wird. Da SBS mindestens zwei Verstärkerzüge erfordert, ergeben sich Konfigurationen von jeweils zwei Hörnern und zwei Verstärkerzügen; abgekürzt 2H2V-HBS bzw. 2H2V-SBS. Die in Abbildung 12 gezeigten Modellsysteme sind beide ausgelegt für den Empfang der gesamten linkszirkularen (LHZ) oder der gesamten rechtszirkularen (RHZ) Leistung, und somit vergleichbar.

Der Hohlleiteraufbau beim HBS-System ist recht komplex, und seine Rauschzahl hängt, im Gegensatz zum Konkurrenzsystem, vom Hornabstand δH ab. Im Hinblick auf die Anwendbarkeit der Ergebnisse auf einen zweiten Frequenzbereich sei δH durch eine konstante Zahl von Wellenlängen λ der empfangenen Mittenfrequenz ausgedrückt. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit seien die Verhältnisse des 9 mm-SBS-Prototyps im Sekundärfokus des Effelsberger 100 m-Spiegels als Ausgangspunkt gewählt.

$$\delta H^{EFF,SFK}_{32\ GHz} \approx 3' \cong 337.7\ mm \approx 36\ \lambda$$

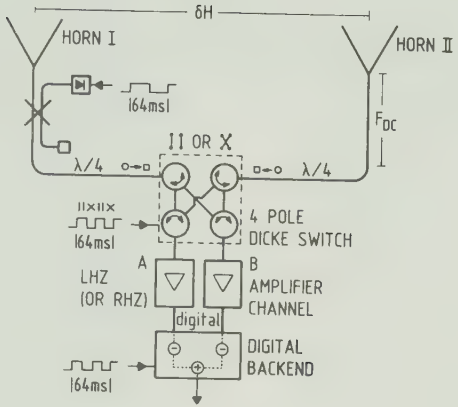
$$\delta H^{EFF,SFK} := 36\ \lambda \qquad (2)$$

Beim HBS genügt die Einspeisung des Kalibrationssignals einer Rauschdiode an einem Horn, da durch den 4 Pol-Dicke-Schalter dann bereits beide Verstärkerzüge abwechselnd von diesem Signal durchlaufen werden. Trotzdem sei hier vorausgesetzt, daß es sich um eine "balancierte" Hohlleiterkonstruktion handelt (δL = 0; siehe Kapitel 3.1.2). Um gleichzeitig die Symmetrie des Aufbaus zu wahren, wird eine künstliche Rauschzahlerhöhung F_{DC} bei Horn II eingeführt (F_{DC} = Rauschzahl des Richtkopplers ohne Beitrag durch die Rauschdiode).

Bevor die Modellsysteme in Formeln gefaßt werden können, muß zunächst eine Begriffserklärung erfolgen. Radioastronomische Messungen sind Aufzeichnungen von verrauschten Größen, von denen im Normalfall lediglich ein verschwindend kleiner Prozentsatz das interessierende astronomische Signal repräsentiert (typisch 0.01%), wohingegen der gesamte Rest von Atmosphäre, Umwelt, Antenne und Empfangssystem verursacht wird. Diese unerwünschten

MODELSYSTEMS (2H2V)

HBS



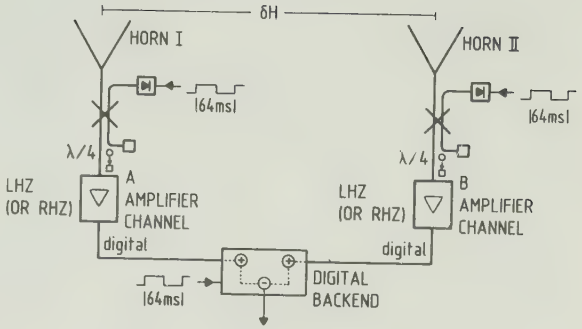
DIGITAL BACKEND: 4 PHASE-CYCLE

SIG:	A1-A2+A3-A4 ($\equiv SIG_I - SIG_{II}$)	-B1+B2-B3+B4 ($\equiv -SIG_{II} + SIG_I$)
CAL:	A1-A3 ($\equiv CAL_I$)	B2-B4 ($\equiv CAL_I$)
$\frac{SIG}{CAL}$:	$\left(\frac{SIG}{CAL}\right)_A + \left(\frac{SIG}{CAL}\right)_B$	

1 PHASE = 16msec

AMPLIFIER CHANNEL:=AMPLIFIERS+DETECTOR+V/f CONVERTER+ COUNTER
4 POLE DICKE SWITCH:=4(3POLE) DICKE SWITCHES

SBS



DIGITAL BACKEND: 2 PHASE-CYCLE

SIG:	A1+A2 ($\equiv SIG_I$)	B1+B2 ($\equiv SIG_{II}$)
CAL:	A1-A2 ($\equiv CAL_I$)	B1-B2 ($\equiv CAL_{II}$)
$\frac{SIG}{CAL}$:	$\left(\frac{SIG}{CAL}\right)_A - V_{12} \cdot \left(\frac{SIG}{CAL}\right)_B$; $V_{12} = \frac{CAL_{II}}{CAL_I}$	

1 PHASE = 32msec

Abb. 12

Beiträge sind zeitlich nicht konstant, sondern schwanken auf unendlich vielen Zeitskalen, was dann als Rauschen zu sehen ist. Je größer die Amplituden dieser Schwankungen sind, desto unempfindlicher wird das Meßsystem gegenüber astronomischen Signalen, die dann einfach "untergehen". Unter den Gesamtschwankungen $\Delta\tilde{T}/\tilde{T}$ eines solchen realen Empfangssystems treten dabei grundsätzlich zwei Arten von Schwankungen auf. Einmal die Schwankungen aufgrund des (atomaren) thermischen Eigenrauschens $\Delta T/T$ und dann Schwankungen, die als Verstärkungsschwankungen $\Delta G'/G'$ aufgefaßt werden können, und durch Temperaturschwankungen, Versorgungsspannungsschwankungen (Netzbrumm: 50 Hz + Harmon.), extrem niederfrequente Rauschanteile aktiver Bauelemente (typisch $\leq$ 10 Hz) und Instabilitäten aller Art erzeugt werden. Die atmosphärischen Dämpfungsschwankungen (typisch $\leq$ 20 Hz) sind in $\Delta G'/G'$ nicht berücksichtigt, sondern gehen über die Differenz von Himmelstemperaturen ohne Quelle δT_{HOQ} bzgl. der beiden Hörner in die Rechnung ein. Im folgenden seien Instabilitäten und Verstärkungsschwankungen synonyme Begriffe. Der Vollständigkeit halber sei noch angemerkt, daß es sich beim radioastronomischen Signal ebenfalls um eine verrauschte Größe handelt, deren Rauschen jedoch rein thermischer Natur ist.

Ausgehend von einem Vierpol (Abb. 13) erhält man unter zweimaliger Anwendung des Nykwist-Theorems aus den bisher betrachteten Rauschleistungen die äquivalenten Rauschtemperaturen (Hachenberg und Vowinkel, 1982: S. 120). Dieser Vierpol repräsentiert ein vollständiges, erdgebundenes System (kurz: VES) bestehend aus astronomischer Quelle, Atmosphäre, Umwelt, Antenne und Empfangssystem (nur 1 Verstärkerzug!).

$$\left.\begin{aligned} P^A &= k_B \,\Delta\nu\, \tilde{T}^A \\ P^A &= k_B \,\Delta\nu\, G^{A'} T_A \end{aligned}\right\} \Rightarrow \tilde{T}^A = G^{A'}\, T_A \qquad (3)$$

Bevor ein Ausdruck für die Schwankungen der Größen in (3) abgeleitet werden kann, sollen zunächst die statistischen Verhältnisse im VES betrachtet werden. Die mathematische Formulierung stützt sich dabei im Wesentlichen auf Bevington (1969). Aussagen über Funktionen mehrerer Veränderlichen $f(\vec{x})$ erlaubt die Taylorentwicklung, von der man über verschiedene Näherungen zum Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz gelangt. Es soll anhand allge-

VIERPOL
EINES VOLLSTÄNDIGEN ERDGEBUNDENEN SYSTEMS (VES)

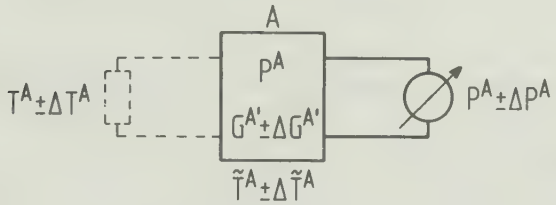


Abb. 13

A : VES (nur Verstärkerzug A)

P^A : Rauschleistung des Vierpols A

$G^{A'}$: Verstärkungsfaktor des Vierpols A (dimensionslos)

T^A : Temperatur eines äquivalenten äußeren ohm'schen Widerstands zu A (=: äquivalente thermische Eigenrauschtemperatur von A)

$\tilde{T}^A$: Temperatur eines äquivalenten inneren ohm'schen Widerstands zu A ("~" bedeutet einschließlich Verstärkungsschwankungen $\Delta G'/G'$)

ΔT^A: Temperaturschwankungen aufgrund des (atomaren) thermischen Eigenrauschens; "Idealer Vierpol zum VES"

$\Delta \tilde{T}^A$: Temperaturschwankungen aufgrund Prozesse aller Art "Gesamtschwankungen eines realen Vierpols zum VES"

k_B : Boltzmann-Konstante; $k_B = (1.380622 \pm 0.000059) \cdot 10^{-23}$ [J/K] (Lang, 1980)

$\Delta\nu$: Bandbreite

Definition

VES: Vollständiges erdgebundenes System (kann nur einen zirkularen Wellentyp empfangen und beinhaltet astronomische Quelle, Atmosphäre, Umwelt, Antenne und ein Empfangssystem mit nur einem Verstärkerzug)

meiner Überlegungen gezeigt werden, daß eine derart weitgehende Vereinfachung des Problems hier unzulässig ist. In Lehrbüchern (z.B. Kraus, 1966; Hachenberg und Vowinkel, 1982) wird aber diese Vereinfachung stillschweigend vorausgesetzt, wenn man dort eine Formel für die Empfindlichkeit

eines realen Einfachhorn-Gesamtintensitätsempfängers (1H1V - Total Power) angibt. Der experimentelle Beweis für die Unzulässigkeit der 2. Näherung wird in Kapitel 3.1.4 geliefert.

$$\Delta f = f(\vec{x} + \Delta\vec{x}) - f(\vec{x})$$

$$\Delta f = \sum_i \frac{\partial f}{\partial x_i} \Delta x_i + \frac{1}{2} \sum_{ij} \frac{\partial^2 f}{\partial x_i \partial x_j} \Delta x_i \Delta x_j + \frac{1}{6} \sum_{ijk} \frac{\partial^3 f}{\partial x_i \partial x_j \partial x_k} \Delta x_i \Delta x_j \Delta x_k + \dots$$

1. Näherung: $\frac{\partial f}{\partial x_m} = \text{const}$ über Δx_m; $m \in \{i,j,k,\dots\}$

d.h. Δx_m sollte klein sein
⇒ Vernachlässigung höherer Terme

$$\Delta f = \sum_i \frac{\partial f}{\partial x_i} \Delta x_i \tag{4}$$

$$(\Delta f)^2 = \left(\sum_i \frac{\partial f}{\partial x_i} \Delta x_i\right)^2 = \underbrace{\sum_i \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \Delta x_i\right)^2}_{\text{Varianzen}} + \underbrace{\sum_{i \neq j} \frac{\partial f}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial x_j} \Delta x_i \Delta x_j}_{\text{Kovarianzen}}$$

2. Näherung: Δx_i und Δx_j; $i \neq j$ sind unkorreliert

d.h. im Kovarianzenterm gibt es gleich viele positive wie negative Werte (weißes Rauschen), so daß sein Beitrag, gemittelt über eine große Anzahl unabhängiger Messungen, verschwindet.

$$\Delta f = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \Delta x_i\right)^2} \qquad \text{Gauß'sches Fehlerfortpflanzungsgesetz} \tag{5}$$

Bei Instabilitäten kann man aber i.a. nicht von einer gleichen Anzahl positiver und negativer Störungen ausgehen, so daß bestenfalls Gleichung (4) als Ausgangspunkt für weitere Überlegungen verwandt werden darf. Anwendung von (4) auf Gleichung (3) ergibt unmittelbar:

$$\Delta\tilde{T}^A = T^A \Delta G^{A'} + G^{A'} \Delta T^A \tag{6}$$

Division durch den dimensionslosen Verstärkungsfaktor $G^{A'}$ liefert einen Ausdruck (7), der sich durch Separation in einen Verstärkungsschwankungsterm $T^A \cdot (\Delta G^{A'}/G^{A'})$ und in einen Term, der die Schwankungen aufgrund des

reinen thermischen Eigenrauschens des Systems ΔT^A ($\sim (\Delta\nu \cdot \tau)^{-1/2}$) enthält, auszeichnet.

$$\frac{\Delta \tilde{T}^A}{G^{A'}} = T^A \frac{\Delta G^{A'}}{G^{A'}} + \Delta T^A \qquad (7)$$

Dieser Ausdruck beschreibt, daß die bei Messungen als relative Größen auftretenden Verstärkungsschwankungen auch hier nur noch in dieser Weise eingehen.

Die Umrechnung von bei Messungen zunächst aufgezeichneten willkürlichen Spannungseinheiten [AU] in Antennenfußpunkttemperaturen erfolgt erst durch Eichung an einem Primärkalibrator; entweder mit einer "Hot-Cold-Messung" oder, bei Kenntnis der Aperturefffektivität der Antenne, über eine astronomische Eichquelle. Bei Anwendung der zweiten Methode ist zu beachten, daß der für die Umrechnung von Spannungen [AU] in Antennenfußpunkttemperaturen [K] benötigte Proportionalitätsfaktor bei kurzen Wellenlängen ($\lambda \lesssim 6$ cm) elevationsabhängig ist, um die dort auftretende atmosphärische Extinktion zu neutralisieren. Für die folgenden Rauschbetrachtungen ist nur die Größe $\Delta G^{A'}/G^{A'}$ von Interesse. $G^{A'}$ sei deshalb o.B.d.A. auf 1 normiert und $\Delta G^A/G^A$ im folgenden als normierte (relative) Verstärkungsschwankungen interpretiert. Es ergibt sich so als Ansatz für die Gesamtschwankungen eines (realen) VES A (vgl. Def. auf S. 27):

$$\Delta \tilde{T}^A = T^A \frac{\Delta G^A}{G^A} + \Delta T^A \qquad (8)$$

Laut Vereinbarung sollen in $\Delta G^A/G^A$ alle Verstärkungsschwankungen des VES mit Ausnahme der atmosphärischen Dämpfungsschwankungen eingehen!

Zum Verständnis der folgenden Kapitel muß nun noch genauer erläutert werden, was unter der Temperatur eines äquivalenten äußeren ohm'schen Widerstands T^A im Zusammenhang mit HBS und SBS zu verstehen ist. T^A ist eine künstliche Größe, die zur Verallgemeinerung der Problematik eingeführt wurde, und nicht in jedem Fall (siehe Kapitel 3.1.2) identisch mit der geläufigen "Systemtemperatur" T^A_{sys} ist. Ein Meßobjekt A erzeuge eine gewisse Rauschleistung P^A. Betrachtet man nun A als Vierpol, der keine eigene Rauschleistung beiträgt und nur über einen Verstärkungsfaktor $G^{A'}$ in Erscheinung tritt, dann ist T^A die physikalische Temperatur eines am Eingang

des Vierpols angeschlossenen ohm'schen Widerstands, der unter Berücksichtigung von $G^{A'}$ gerade die Rauschleistung P^A erbringt. Da Verstärkungsschwankungen erst über $G^{A'}$ auf P^A übertragen werden, sind die Schwankungen ΔT^A noch rein thermischer Natur, so daß T^A auch als äquivalente (thermische) Eigenrauschtemperatur von A bezeichnet wird.

Im Fall des Hardware-Beam-Switching (HBS) ist T^A deshalb auch gleich der Differenz von Systemtemperaturen der beiden Hörner (s. Kapitel 3.1.2). Um sowohl SBS als auch HBS zu erfassen, sei aus diesem Grunde T^A_{sys} als Spezialfall von T^A eingeführt. Nach dem bisher Gesagten darf T^A_{sys} nur Beiträge aufgrund des thermischen Eigenrauschens enthalten. Der Index A sei im folgenden aus Gründen der Übersichtlichkeit weggelassen. RT steht für äquivalente Eigenrauschtemperatur (vgl. Kraus, 1966).

$$T_{sys} = T_{ANT} + T_L + L\, T_V$$

$$T_{ANT} = T_Q + T_{HOQ}$$

$$T_L = (L - 1)\, T_P$$

$$T_V = T_{1.V} + T_{VRest}$$

$$L = 10^{F/10}$$

$$T_Q = \bar{T}_{QCal} + T_{QAstro}$$

$$T_{1.V} = (f_{1.V} - 1)\, T_P$$

$$T_{VRest} = \sum_{i=2}^{n} \left\{ T_{i.V} \Big/ \prod_{j=1}^{i-1} G_{j.V} \right\} \qquad (9)$$

$$F = \sum_{k=1}^{m} F_k$$

$$T_{i.V} = (f_{i.V} - 1)\, T_{PRest}; \quad i \geq 2$$

$$f_{i.V} = 10^{F_{i.V}/10} \quad ; \quad i \geq 1$$

$$F_k = F_k\,(\lambda, T_P, \text{Material})$$

T_{sys} : System RT
T_{ANT} : Antennen RT
T_L : RT des Hohlleiteraufbaus
T_V : RT des Verstärkerzuges
T_P : Physikalische Temperatur von Horn, Hohlleiteraufbau und 1. Verstärkerstufe
T_{PRest} : Physikalische Temperatur des restlichen Verstärkerzuges
T_Q : RT erzeugt durch Quelle
T_{HOQ} : RT erzeugt durch Himmel ohne Quelle
$T_{1.V}$: RT der 1. Verstärkerstufe
T_{VRest} : RT des restlichen Verstärkerzuges
$\bar{T}_{QCal}$: mittlere RT erzeugt durch Rauschdiode mit einer RT von T_{QCal}
T_{QAstro} : RT erzeugt durch astronomische Quelle
$T_{i.V}$: RT der i-ten Verstärkerstufe
L : Dämpfungsfaktor des Hohlleiteraufbaus
$f_{1.V}$: Rauschfaktor der 1. Verstärkerstufe
$f_{i.V}$: Rauschfaktor der i-ten Verstärkerstufe
F : Rauschzahl des Hohlleiteraufbaus in dB
F_k : Rauschzahl der k-ten Komponente des Hohlleiteraufbaus in dB
$F_{i.V}$: Rauschzahl der i-ten Verstärkerstufe in dB
$G_{j.V}$: Verstärkungsfaktor der j-ten Verstärkerstufe

Zusammen mit den Zeichenerklärungen, von denen streng genommen jede den Zusatz "zu A" enthalten müßte, sollten die Gleichungen (9) selbsterklärend sein. Es ist nur noch darauf hinzuweisen, daß die Rauschzahlen F_k auch von der Umgebungstemperatur T_P abhängen, obwohl diese bereits gesondert in den Ausdruck für T_L eingeht.

O.B.d.A. sei gefordert, daß die astronomische Quelle nur mit Horn I gesehen wird.

$$T^I_{ANT} = \bar{T}^I_{QCal} + T_{QAstro} + T^I_{HOQ}$$
$$T^{II}_{ANT} = \bar{T}^{II}_{QCal} + T^{II}_{HOQ} \qquad (10)$$

Beim HBS-Modell ist wegen fehlender Rauschdiode am Horn II $\bar{T}^{II}_{QCal} = 0$. Aufgrund der Systemgeometrien und der geschalteten Rauschdioden gilt zudem

beim HBS: $$\bar{T}^{I}_{QCal} = \frac{1}{4} T^{I}_{QCal} \qquad (10A)$$

beim SBS: $$\bar{T}^{j}_{QCal} = \frac{1}{2} T^{j}_{QCal} \; ; \; j \in \{I,II\} \qquad (10B)$$

Zum Abschluß dieses Unterkapitels wird nun noch die Formel für Schwankungen der Systemtemperatur T^{A}_{sys} aufgrund des (atomaren) thermischen Eigenrauschens hergeleitet.

Für die relative Meßgenauigkeit einer gaußverteilten Größe gilt:

$$\frac{\Delta x}{x} = \frac{1}{\sqrt{n}} \; ; \; n = \text{Anzahl unabhängiger Meßwerte}$$

Bei einem idealen System (d.h. ohne Verstärkungsschwankungen) werden pro Sekunde $\Delta\nu$ voneinander unabhängige Rauschbeiträge erzeugt.

$$n = \Delta\nu \cdot \tau'$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta T}{T_{sys}} = \frac{1}{\sqrt{\Delta\nu \cdot \tau'}} \qquad (11)$$

$\Delta\nu$: Bandbreite [Hz]
τ' : Zeitintervall ("Integrationszeit") [sec]
n : Anzahl unabhängiger Rauschbeiträge pro Zeitintervall
T_{sys}: äquivalente Eigenrauschtemperatur eines Systems
ΔT : Schwankungen aufgrund des thermischen Eigenrauschens.

Die ungestrichene Größe τ sei der Integrationszeit eines VES, d.h. eines Systems mit einem Verstärkerzug, das permanent einen zirkularen Wellentyp empfangen kann, vorbehalten. Die Anzahl der dabei involvierten Hörner ist unerheblich.

3.1.2 Analyse des HBS-Modellsystems

Bei einem Hardware-Beam-Switching System ist die äquivalente thermische Eigenrauschtemperatur T^{A} wegen des Dickeschalters im Hohlleiterzug (vgl. Abb. 12), der dafür sorgt, daß die Signale von den Hörnern abwechselnd einen Verstärkerzug durchlaufen, gleich der Differenztemperatur T_D. Da

hier zudem ein 2H2V-HBS-System vorliegt, d.h. ein System, in das zwei VES integriert sind, muß die Gleichung (8) modifiziert und getrennt für jedes VES aufgestellt werden. Beim HBS besitzt ein VES zwei Hörner, die zeitlich nacheinander anliegen!

$$\text{2H1V-HBS (VES A):} \quad \Delta\tilde{T}^A = T_D^A \frac{\Delta G^A}{G^A} + \Delta T_D^A$$

$$\text{2H1V-HBS (VES B):} \quad \Delta\tilde{T}^B = T_D^B \frac{\Delta G^B}{G^B} + \Delta T_D^B \qquad (12)$$

$\Delta\tilde{T}^A$ und $\Delta\tilde{T}^B$ sind statistisch unabhängig voneinander, da es sich um getrennte Verstärkerzüge handelt und weil gemeinsam benutzte Hohlleiterwege zeitlich nacheinander anliegen. Der Faktor 1/2 dient zur Normierung.

$$\text{2H2V-HBS:} \quad \tilde{T} = \frac{1}{2}(\tilde{T}^A + \tilde{T}^B)$$

$$\Delta\tilde{T} = \frac{1}{2}\sqrt{(\Delta\tilde{T}^A)^2 + (\Delta\tilde{T}^B)^2} \qquad (13)$$

Berechnung von T_D^i; $i \in \{A,B\}$:

Ausgegangen wird dabei von den (thermischen) Systemtemperaturen, die hier in 4 verschiedenen Varianten innerhalb einer Periode des 4-Pol-Dickeschalters (32 msec) vorliegen. Aus geometrischen Überlegungen (Abb. 12) und mit Gleichungen (9), (10) folgt:

$$\left.\begin{aligned} 1)\ T_{sys}^{I,A} &= T_Q + T_{HOQ}^I + T_L^I + L^I\ T_V^A \\ 2)\ T_{sys}^{II,A} &= 0 + T_{HOQ}^{II} + T_L^{II} + L^{II}\ T_V^A \end{aligned}\right\} \begin{aligned} T_D^A &= T_{sys}^{I,A} - T_{sys}^{II,A} \\ T_D^A &= T_Q + \delta T_{HOQ} + \delta L\,(T_P + T_V^A) \end{aligned} \qquad (15A)$$

(14)

$$\left.\begin{aligned} 3)\ T_{sys}^{I,B} &= T_Q + T_{HOQ}^I + T_L^I + L^I\ T_V^B \\ 4)\ T_{sys}^{II,B} &= 0 + T_{HOQ}^{II} + T_L^{II} + L^{II}\ T_V^B \end{aligned}\right\} \begin{aligned} T_D^B &= T_{sys}^{I,B} - T_{sys}^{II,B} \\ T_D^B &= T_Q + \delta T_{HOQ} + \delta L\,(T_P + T_V^B) \end{aligned} \qquad (15B)$$

mit: $\delta T_{HOQ} := T^{I}_{HOQ} - T^{II}_{HOQ}$ Atmosphärische Dämpfungsschwankung (16)

$\delta L := L^{I} - L^{II}$ Hohlleiterunbalanciertheit (17)

Index I,II: zu Horn I bzw. Horn II gehörig (allg.: Index j)
Index A,B : zu VES A bzw. VES B gehörig (allg.: Index i)

Zusätzlich zu den bisher verwendeten dualen Indizes A und B (VES A bzw. VES B) mußten zwei neue Indizes I und II zur näheren Spezifizierung eingeführt werden.

Die Gleichungen (15A+B) verdeutlichen die Wichtigkeit balancierter Hohlleiterarme. Da T_P und T_V i.a. sehr große Werte annehmen, ist der Einbau ausgleichender Dämpfungsstücke trotz der damit verbundenen Erhöhung der Systemtemperatur T_{sys} für die Konstruktion empfindlicher HBS-Empfangssysteme von entscheidender Bedeutung. Beim HBS bewirkt das Hin- und Herschalten zwischen zwei Hörnern lediglich eine Stabilisierung des Basisniveaus, wohingegen die Differenzen der System(rausch)temperaturen zu zwei verschiedenen Hörnern T^{i}_{D} stets von den Verstärkungsschwankungen $\Delta G^{i}/G^{i}$ betroffen sind (12). Die T^{i}_{D} enthalten aber auch das interessierende astronomische Signal T_{QAstro}, das bei $\delta L \neq 0$, wegen der Relativität der Verstärkungsschwankungen, sehr leicht unter die Nachweisgrenze rutscht.

Auf den zweiten unerwünschten Term δT_{HOQ} in (15A+B), der auch die atmosphärischen Dämpfungsschwankungen enthält, hat man nicht nur Einfluß durch Wahl von Standort und Zeitpunkt des Experiments. Die Kombination Hornabstand δH und Fahrgeschwindigkeit des Teleskops (vgl. Kapitel 2.2.2 und 3.1.4) bestimmt, welche Zeitskalen bei der Auswertung verkraftet werden können (Emerson, 1979).

Näherung: Ausbalancierte Hohlleiterarme; $\delta L = 0$ (18A)

$$\Rightarrow \quad L^{I} \equiv L^{II} =: L$$

$$T^{I}_{L} \equiv T^{II}_{L} =: T_{L} \qquad (19)$$

$$T^{A}_{D} \equiv T^{B}_{D} =: T_{D}$$

$$\boxed{T_D = T_Q + \delta T_{HOQ}} \qquad (20)$$

Mit Hilfe von (19) und (20) kann man nun die beiden Varianten der Systemtemperatur aus (14), die den Index II enthalten, durch die beiden anderen Varianten ausdrücken.

$$\begin{aligned} T_{sys}^{II,A} &= T_{sys}^{I,A} - T_D \\ T_{sys}^{II,B} &= T_{sys}^{I,B} - T_D \end{aligned} \tag{21}$$

Berechnung der ΔT_D^i; $i \in \{A,B\}$:

In der vorangegangenen Berechnung der T_D^i wurde folgende Gleichung aufgestellt:

$$T_D^i = T_{sys}^{I,i} - T_{sys}^{II,i} \tag{22}$$

Die zugehörigen thermischen Schwankungen $\Delta T^{I,i}$ und $\Delta T^{II,i}$ der Systemtemperaturen sind statistisch unabhängig voneinander, da Signale von den Hörnern I und II zeitlich nacheinander den Verstärkerzug i durchlaufen. Da es sich hier um eine Subtraktion handelt, entfällt die Normierung.

$$\Delta T_D^i = \sqrt{(\Delta T^{I,i})^2 + (\Delta T^{II,i})^2} \tag{23}$$

Anwendung von Gleichung (11) unter Berücksichtigung, daß pro Verstärkerzug i die Hörner j abwechselnd, d.h. jeweils nur zur Hälfte der Meßzeit anliegen, ergibt:

$$\begin{aligned} \tau' &= \frac{\tau}{2} \\ \Delta T^{j,i} &= \sqrt{2}\, \frac{T_{sys}^{j,i}}{\sqrt{\Delta\nu \cdot \tau}} \quad , \quad i \in \{A,B\}, \quad j \in \{I,II\} \end{aligned} \tag{24}$$

Durch Einsetzen von (24) in (23) und Anwendung von (21) erhält man nach einigen Umformungen:

$$\Delta T_D^i = 2\, \frac{T_{sys}^{I,i}}{\sqrt{\Delta\nu \cdot \tau}}\, Q_i \tag{25}$$

$$\text{mit } Q_i = (1 - m_i + \frac{m_i^2}{2})^{1/2} \tag{26}$$

$$m_i = \frac{T_D}{T_{sys}^{I,i}} \; ; \quad i \in \{A,B\} \tag{27}$$

Da es sich bei ΔT_D^i lediglich um Schwankungen aufgrund des thermischen Eigenrauschens handelt, ist Gleichung (25) für ein festes i ein Ausdruck für ein 2H1V-HBS System ("Dicke-System") ohne Verstärkungsschwankungen, aber inklusive atmosphärischer Dämpfungsschwankungen (via T_D) und Stärke der astronomischen Quelle (via m_i). Für ein festes i soll deshalb Gleichung (25) Ausdruck für die Schwankungen eines idealen 2H1V-HBS Systems sein.

Abschätzung für Q_i:

Betrachte zunächst den Wertebereich des Arguments m_i in Gleichung (26).

(14),(19) $\Rightarrow$ $T_{sys}^{I,i} = T_Q + T_{HOQ}^I + T_L + L\, T_V^i$

(16) $\Rightarrow$ $T_{sys}^{I,i} = T_Q + \delta T_{HOQ} + T_{HOQ}^{II} + T_L + L\, T_V^i$

(20) $\Rightarrow$ $T_{sys}^{I,i} = T_D + T_{HOQ}^{II} + T_L + L\, T_V^i$

Somit gilt stets:

$$T_D < T_{sys}^{I,i} \; ; \quad i \in \{A,B\} \tag{28}$$

Der Fall $T_D < 0$, der bei schwachen Quellen und gleichzeitig starken atmosphärischen Dämpfungsschwankungen auftritt ($|T_Q + T_{HOQ}^I| < |T_{HOQ}^{II}|$), verursacht negative m_i, die jedoch nahe bei Null liegen.

$$|m_i| \in [0;1[\tag{29}$$

Nur bei Sonnenbeobachtungen kann m_i in die Nähe von 1 kommen; für den Normalfall astronomischer Messungen gilt $T_D \ll T_{sys}^{I,i}$, so daß m_i dann kaum von Null verschieden ist. In Gleichung (26) stehen unter der Wurzel die ersten

drei Glieder der Potenzreihenentwicklung für $\exp(-m_i)$.

$$Q_i \approx e^{-\frac{m_i}{2}} \tag{30}$$

Abbildung 14 gibt die Güte der Näherung Γ in Abhängigkeit von m_i wieder. Es gilt dabei:

$$\Gamma(m_i) = Q_i - e^{-\frac{m_i}{2}} \tag{31}$$

Bereits bei $|m_i| = 0.2$ ist $|\Gamma| < 1\,‰$!

Nach dieser Zwischenrechnung erhält man für die ΔT_D^i die Approximation:

$$\boxed{\Delta T_D^i = 2\,\frac{T_{sys}^{I,i}}{\sqrt{\Delta\nu \cdot \tau}}\; e^{-\frac{m_i}{2}} \quad ; \quad i \in \{A,B\}} \qquad \begin{matrix}\text{Ideales} \\ \text{2H1V-HBS System}\end{matrix} \tag{32}$$

Berechnung der $\Delta\tilde{T}^i$; $i \in \{A,B\}$:

Dazu sollen zunächst $T_{sys}^{I,B}$ durch $T_{sys}^{I,A}$ sowie m_B durch m_A ausgedrückt werden.

$$(14) \Rightarrow \quad T_{sys}^{I,B} = T_{sys}^{I,A} - L\,\delta T_V \tag{33}$$

$$\text{mit:} \quad \delta T_V = T_V^A - T_V^B \qquad \begin{matrix}\text{Differenz der Verstärker-} \\ \text{zugrauschtemperaturen}\end{matrix} \tag{34}$$

$$(27),(33) \Rightarrow \quad m_B = m_A\,\delta m \tag{35}$$

$$\text{mit:} \quad \delta m = \frac{T_{sys}^{I,A}}{T_{sys}^{I,A} - L\,\delta T_V} \tag{36}$$

Durch Einsetzen von (33), (35) und (36) in (32) mit i = B und einigen Umformungen ergibt sich:

$$\Delta T_D^B = 2\,\frac{T_{sys}^{I,A}}{\sqrt{\Delta\nu \cdot \tau}}\; e^{-\frac{m_A}{2}\,\delta m - \ln \delta m} \tag{37}$$

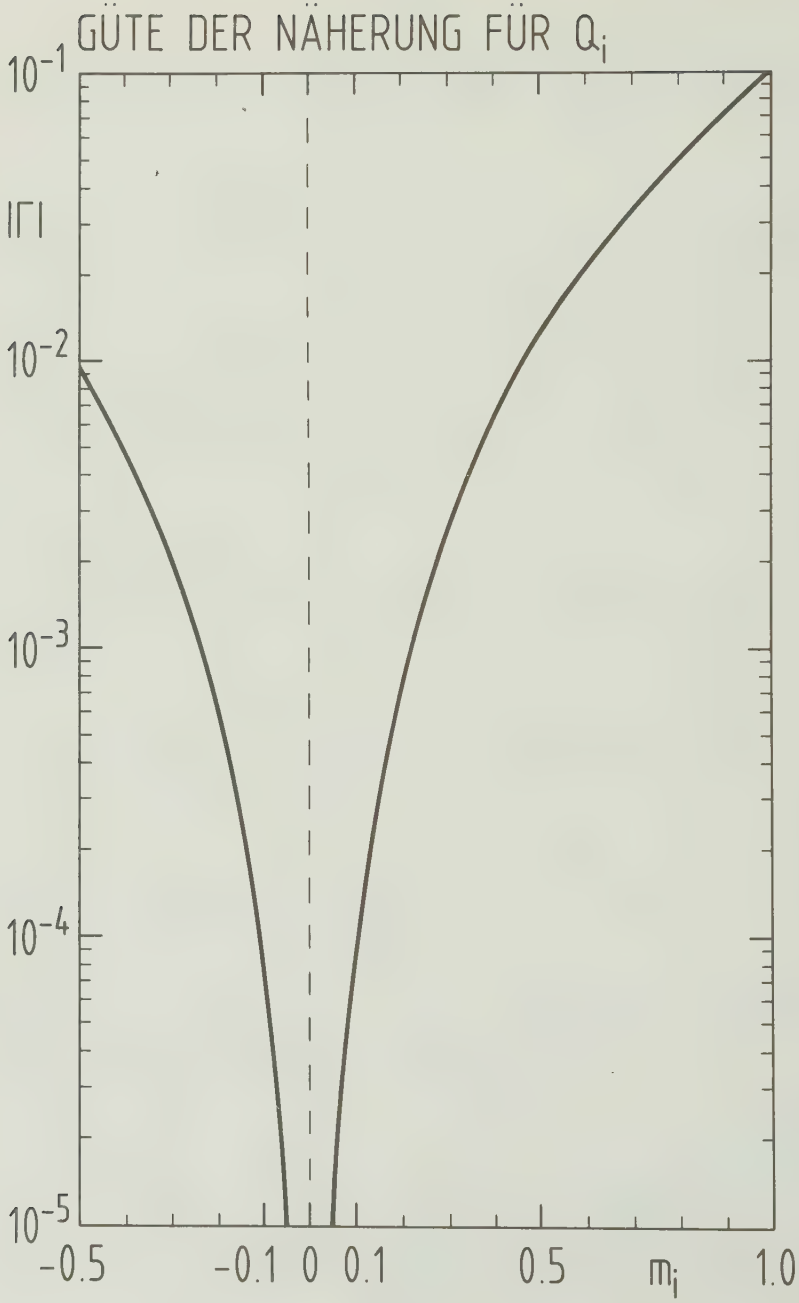

GÜTE DER NÄHERUNG FÜR Q_i
10^{-1}
$|\Gamma|$
10^{-2}
10^{-3}
10^{-4}
10^{-5}
-0.5
-0.1
0
0.1
0.5
m_i
1.0

Abb. 14

Nach erneutem Einsetzen von (37) bzw. (32) mit i = A in (12) erhält man:

$$\Delta\tilde{T}^A = T_D \frac{\Delta G^A}{G^A} + 2 \frac{T^{I,A}_{sys}}{\sqrt{\Delta\nu \cdot \tau}} e^{-\frac{m_A}{2}}$$

$$\Delta\tilde{T}^B = T_D \frac{\Delta G^B}{G^B} + 2 \frac{T^{I,A}_{sys}}{\sqrt{\Delta\nu \cdot \tau}} e^{-\frac{m_A}{2}\delta m - \ln \delta m}$$

Reale 2H1V-HBS Systeme (38)

Die Gleichungen (38) drücken jeweils die Gesamtschwankungen (thermisches Eigenrauschen + Verstärkungsschwankungen + atmosphärische Dämpfungsschwankungen) eines 2H1V-HBS Systems aus. Für ein festes i soll deshalb Gleichung (38) Ausdruck für die Schwankungen eines realen 2H1V-HBS Systems sein. Der Vollständigkeit halber sei hier noch angemerkt, daß die Gleichung für $\Delta\tilde{T}^A$ auch ohne die Forderung $\delta L = 0$ hätte abgeleitet werden können.

Berechnung von $\Delta\tilde{T}$:

Einsetzen von (38) in (13) ergibt unter Ausnutzung der Relation (27) einen Ausdruck für die Gesamtschwankungen eines 2H2V-HBS Systems mit $\delta L = 0$. Es werden zudem astronomische Quellen beliebiger Stärke berücksichtigt (via m_A).

$$\Delta\tilde{T} = \frac{T^{I,A}_{sys}}{\sqrt{\Delta\nu \cdot \tau}} \left[\left(e^{-m_A} + x_H e^{-\frac{m_A}{2}} + \frac{x_H^2}{4} \right) + \left(e^{-m_A \delta m - 2 \ln \delta m} + y_H e^{-\frac{m_A}{2}\delta m - \ln \delta m} + \frac{y_H^2}{4} \right) \right]^{1/2} \quad (39)$$

Reales 2H2V-HBS System ($\delta L = 0$)

mit $$x_H = m_A \sqrt{\Delta\nu \cdot \tau} \frac{\Delta G^A}{G^A}$$

$$y_H = m_A \sqrt{\Delta\nu \cdot \tau} \frac{\Delta G^B}{G^B} \quad (40)$$

Von dieser sehr allgemeinen Formulierung des Problems ausgehend, sollen mit Hilfe geeigneter Näherungen griffigere Gleichungen für Vergleiche abgeleitet werden.

Näherung: $(\delta L = 0)$, $\delta T_V = 0$, $\frac{\Delta G^A}{G^A} = \frac{\Delta G^B}{G^B}$

Neben der Balanciertheit der Hohlleiterarme sei zusätzlich die Gleichheit der Verstärkerzugrauschtemperaturen und die Gleichheit der Amplituden der Verstärkungsschwankungen (d.h. VES A und VES B besitzen die gleiche Stabilität) gefordert. Die Forderung $\delta T_V = 0$ läßt sich stets durch den Einbau zusätzlicher Dämpfungsstücke in einen der beiden Verstärkerzüge realisieren! Gleichungen (40) vereinfachen sich somit zu:

$$g_H = m_A \sqrt{\Delta\nu \cdot \tau}\ \frac{\Delta G}{G} \tag{41}$$

Gleichung (39) wird dann mit (36) ($\delta m = 1$) zu:

$$\Delta\tilde{T} = \sqrt{2}\ \frac{T^{I,A}_{sys}}{\sqrt{\Delta\nu \cdot \tau}} \sqrt{e^{-m_A} + g_H\, e^{-\frac{m_A}{2}} + \frac{g_H^2}{4}} \tag{42}$$

Reales 2H2V-HBS System

$$\left(\delta L = 0,\ \delta T_V = 0,\ \frac{\Delta G^A}{G^A} = \frac{\Delta G^B}{G^B}\right)$$

Gleichung (41) beschreibt den Anteil der Verstärkungsschwankungen, der trotz HBS (Dickeschalter) in die Gesamtschwankungen $\Delta\tilde{T}$ eingeht und somit die Empfindlichkeit des Empfangssystems verschlechtert (siehe Kapitel 3.1.5).

Näherung: $(\delta L = 0)$, $\delta T_V = 0$, $\frac{\Delta G^i}{G^i} = 0$, $m_A \ll 1$

Neben der Balanciertheit der Hohlleiterarme sei zusätzlich die Gleichheit der Verstärkerzugrauschtemperaturen, die Vernachlässigbarkeit von Verstärkungsschwankungen und die ausschließliche Messung schwacher astrono-

mischer Quellen gefordert. Bereits für $|m_A| = 0.1$ liegt der Wurzelterm aus Gleichung (42) mit 0.95 schon sehr nahe bei 1, so daß hier die Forderung $\Delta G^i/G^i = 0$ in der Praxis am Schwersten zu erfüllen ist.

$$\Delta\tilde{T} \approx \sqrt{2}\,\frac{T_{sys}^{I,A}}{\sqrt{\Delta\upsilon\cdot\tau}} \qquad \text{Ideales 2H2V-HBS System in Schwache-Quellen-Näherung} \qquad (43)$$

Da in dieser Gleichung m_A herausgefallen ist, werden nun auch die atmosphärischen Dämpfungsschwankungen, die vorher ebenfalls noch in den Gesamtschwankungen enthalten waren, nicht mehr erfaßt. Formel (43) wird ohne Herleitung und Spezifizierung der verwendeten Näherungen in der Literatur (z.B. Hachenberg und Vowinkel, 1982) für ein 2H2V-HBS System angegeben und dient als Testfall für die Richtigkeit der vorangegangenen Überlegungen.

3.1.3 Analyse des SBS-Modellsystems

Bei einem Software- Beam-Switching System ist die äquivalente Eigenrauschtemperatur T^A aufgrund des Empfängeraufbaus (vgl. Abb. 12) unmittelbar gleich der Systemrauschtemperatur T_{sys}^A. Da es sich hier um ein 2H2V-SBS System handelt, d.h. um ein System, in das zwei VES integriert sind, muß Gleichung (8) zweimal aufgestellt werden.

$$\text{1H1V - Total Power (VES A):} \quad \Delta\tilde{T}^A = T_{sys}^A\,\frac{\Delta G^A}{G^A} + \Delta T^A$$

$$\text{1H1V - Total Power (VES B):} \quad \Delta\tilde{T}^B = T_{sys}^B\,\frac{\Delta G^B}{G^B} + \Delta T^B \qquad (44)$$

Im Gegensatz zum HBS handelt es sich bei diesen beiden VES jeweils um sogenannte (Kraus, 1966) Einfachhorn-"Total power"-Systeme, so daß hier ein VES nur ein Horn beinhaltet. Auf diese Weise spiegelt sich das modulare Konzept des SBS bereits im Ansatz wider, und es folgt daher eine wesentlich vereinfachte Rechnung.

$\Delta\tilde{T}^A$ und $\Delta\tilde{T}^B$ sind statistisch unabhängig voneinander, da es sich um sogar vom Aufbau her getrennte VES handelt. Für ein 2H2V-SBS System erhält man dann:

$$\text{2H2V-SBS:} \qquad \tilde{T} = \tilde{T}^A - \tilde{T}^B$$

$$\Delta\tilde{T} = \sqrt{(\Delta\tilde{T}^A)^2 + (\Delta\tilde{T}^B)^2} \tag{45}$$

Wegen der Subtraktion ist eine Normierung nicht erforderlich.

Berechnung der T^i_{sys}; $i \in \{A,B\}$:

Die thermischen Systemtemperaturen T^i_{sys} können unmittelbar durch Gleichungen (9), (10) ausgedrückt werden und liegen in nur zwei Varianten vor (Modularität!), die permanent und gleichzeitig anliegen. Um Verwirrungen zu vermeiden, werden dennoch die bisher gebräuchlichen vier Indizes I, II, A, B trotz der damit verbundenen Redundanz (I ≡ A, II ≡ B) weiter verwendet (allg. i ≡ j).

Die zu (14) analogen Gleichungen lauten dann:

$$\begin{aligned} T^A_{sys} &= T_{QAstro} + \bar{T}^I_{QCal} + T^I_{HOQ} + T^I_L + L^I\ T^A_V \\ T^B_{sys} &= 0 + \bar{T}^{II}_{QCal} + T^{II}_{HOQ} + T^{II}_L + L^{II}\ T^B_V \end{aligned} \tag{46}$$

Nun werden, analog zur HBS-Analyse, alle T^i_{sys} auf eine Systemrauschtemperatur zurückgeführt. Da beim SBS nur zwei Varianten vorliegen, braucht lediglich T^B_{sys} durch T^A_{sys} ausgedrückt zu werden. Mit (46) und den Definitionen (16), (17), (34) und (47) erhält man:

$$T^B_{sys} = \bar{T}^I_{QCal} - \delta\bar{T}_{QCal} + T^I_{HOQ} - \delta T_{HOQ} + (L^I - \delta L - 1)\,T_P + (L^I - \delta L)(T^A_V - \delta T_V)$$

$$\text{mit} \quad \delta\bar{T}_{QCal} = \bar{T}^I_{QCal} - \bar{T}^{II}_{QCal} \qquad \begin{array}{l}\text{Differenztemperatur der}\\ \text{mittleren Rauschtempe-}\\ \text{raturen der Rauschdioden}\end{array} \tag{47}$$

$$T^B_{sys} = T^A_{sys} - T_\Delta \tag{48}$$

$$\text{mit } T_\Delta = T_{QAstro} + \delta T_{HOQ} + \delta L(T_P + T^B_V) + \delta \bar{T}_{QCal} + L^I \delta T_V \tag{49}$$

T_Δ ist die Verallgemeinerung der Differenz der Systemrauschtemperaturen T_D aus der HBS-Analyse (20) und berücksichtigt zusätzlich die zweite Rauschdiode des SBS-Modellsystems. Eine Näherung zur Vereinfachung der Rechnung wie beim HBS ist hier wegen der Modularität des SBS noch nicht erforderlich.

Mit diesen Umformungen ist es gelungen, einzelne Komponenten (z.B L^I und L^{II}) der beiden mechanisch vollständig getrennten VES (A und B) des SBS-Modells miteinander in Verbindung zu bringen. Abschließend wird auch hier ein Quotient aus Differenzrauschtemperatur und Systemrauschtemperatur eingeführt.

$$n_A = \frac{T_\Delta}{T^A_{sys}} \tag{50}$$

$$T^B_{sys} = T^A_{sys} (1 - n_A) \tag{51}$$

Berechnung der ΔT^i; $i \in \{A,B\}$:

Anwendung von Gleichung (11) unter Berücksichtigung, daß ein Verstärkerzug permanent mit demselben Horn verbunden ist, ergibt:

$$\tau' = \tau$$

$$\boxed{\Delta T^i = \frac{T^i_{sys}}{\sqrt{\Delta\nu \cdot \tau}} \quad , \quad i \in \{A,B\}} \qquad \begin{matrix}\text{Ideales} \\ \text{1H1V-TP System}\end{matrix} \tag{52}$$

Ausdruck (52) beschreibt ein 1H1V-"Total Power"-System ohne Verstärkungsschwankungen, ohne Dämpfungsschwankungen durch die Atmosphäre und ohne Berücksichtigung der Stärke einer astronomischen Quelle. Es werden nur die Schwankungen aufgrund des thermischen Eigenrauschens erfaßt, so daß (52)

die Schwankungen eines idealen 1H1V-"Total Power"-Systems beschreibt.

Berechnung der $\Delta\tilde{T}^i$, $i \in \{A,B\}$:

Durch Einsetzen von (51) und (52) in (44) erhält man:

$$\Delta\tilde{T}^A = T^A_{sys}\left(\frac{\Delta G^A}{G^A} + \frac{1}{\sqrt{\Delta\nu\cdot\tau}}\right)$$

$$\Delta\tilde{T}^B = T^A_{sys}\,(1-n_A)\left(\frac{\Delta G^B}{G^B} + \frac{1}{\sqrt{\Delta\nu\cdot\tau}}\right)$$

Reale 1H1V-TP Systeme (53)

Die Gleichungen (53) drücken jeweils die Gesamtschwankungen (thermisches Eigenrauschen + Verstärkungsschwankungen) eines 1H1V-TP Systems aus. Atmosphärische Dämpfungsschwankungen können von einem derartigen Einfachhornsystem prinzipiell nicht erfaßt werden. Auch bei der unteren Gleichung handelt es sich trotz des Auftretens von n_A physikalisch um ein Einfachhornsystem, weil n_A über einen mathematischen Kunstgriff eingeführt wurde und lediglich zur Kompensation von T^A_{sys} dient. Für ein festes i soll deshalb Gleichung (53) Ausdruck für die Schwankungen eines realen 1H1V-"Total Power" Systems sein.

Berechnung von $\Delta\tilde{T}$:

Einsetzen von (53) in (45) ergibt einen Ausdruck für die Gesamtschwankungen (thermisches Eigenrauschen + Verstärkungsschwankungen + atmosphärische Dämpfungsschwankungen) eines 2H2V-SBS Systems. Es werden zudem astronomische Quellen beliebiger Stärke (via n_A) berücksichtigt.

$$\Delta\tilde{T} = T^A_{sys}\,(x_S^2 + (1-n_A)^2\, y_S^2)^{1/2}$$

Reales 2H2V-SBS System (54)

mit $$x_S = \frac{\Delta G^A}{G^A} + \frac{1}{\sqrt{\Delta\nu\cdot\tau}}$$ (55a)

$$y_S = \frac{\Delta G^B}{G^B} + \frac{1}{\sqrt{\Delta\nu \cdot \tau}} \qquad (55b)$$

Diese allgemeine Formulierung des Problems beinhaltet noch keinerlei Näherungen, und alle Effekte werden über n_A von T_Δ berücksichtigt.

Näherung: $\frac{\Delta G^A}{G^A} = \frac{\Delta G^B}{G^B}$

Im Gegensatz zur HBS-Analyse wird hier zur Vereinfachung der Rechnung die Gleichheit der Amplituden der Verstärkungsschwankungen (d.h. VES A und VES B besitzen die gleiche Stabilität) als grundlegende Näherung eingeführt.

$$g_S = \frac{\Delta G}{G} + \frac{1}{\sqrt{\Delta\nu \cdot \tau}} \qquad (56)$$

Gleichung (54) wird mit (56) zu:

$$\Delta\bar{T} = \sqrt{2}\ T^A_{sys}\ g_S\ R \qquad (57)$$

$$\text{mit}\quad R = (1 - n_A + \frac{n_A^2}{2})^{1/2} \qquad (58)$$

Abschätzung für R:

Die hier abgeleiteten Ausdrücke n_A und R (50 + 58) entsprechen den beim HBS abgeleiteten Größen m_A und Q_i (27 + 26), so daß die dortige Betrachtungsweise einschließlich Abbildung 14 übernommen werden kann. Beim SBS gilt jedoch speziell:

(46) $\Rightarrow$ $\quad T^A_{sys} = T_{QAstro} + \bar{T}^I_{QCal} + T^I_{HOQ} + T^I_L + L^I\ T^A_V$

(9),(16), (34),(47) $\Rightarrow$ $\quad T^A_{sys} = T_{QAstro} + \delta T_{HOQ} + T^{II}_{HOQ} + \delta\bar{T}_{QCal} + \bar{T}^{II}_{QCal} +$

$$(L^I - 1)\,T_P + L^I\,(\delta T_V + T^B_V)$$

$$T^A_{sys} = T_{QAstro} + \delta T_{HOQ} + T^{II}_{HOQ} + \delta \bar{T}_{QCal} + \bar{T}^{II}_{QCal} +$$

(17) $\Rightarrow$

$$+ \delta L\,(T_P + T^B_V) + L^I\,\delta T_V + (L^{II} - 1)\,T_P + L^{II}\,T^B_V$$

(49) $\Rightarrow$ $$T^A_{sys} = T_\Delta + T^{II}_{HOQ} + T^{II}_L + L^{II}\,T^B_V + \bar{T}^B_{QCal}$$

Somit gilt stets:

$$T_\Delta < T^A_{sys} \tag{59}$$

Der Fall $T_\Delta < 0$, der bei schwachen Quellen und gleichzeitig starken atmosphärischen Dämpfungsschwankungen und/oder unbalancierten Hohlleiterwegen ($L_I < L_{II}$) und/oder Differenzen bei den mittleren Rauschtemperaturen der Rauschdioden ($\bar{T}^I_{QCal} < \bar{T}^{II}_{QCal}$) und/oder Differenzen der Verstärkerzugrauschtemperaturen ($T^A_V < T^B_V$) auftritt, verursacht negative n_A, die jedoch nahe bei Null liegen (60). R kann deshalb analog zu den Q_i der HBS-Analyse durch eine geeignete Exponentialfunktion approximiert werden (61).

$$|n_A| \in [0;1[\tag{60}$$

$$R \approx e^{-\frac{n_A}{2}} \tag{61}$$

Auch hier ist bereits bei $|n_A| = 0.2$ die Güte der Näherung $|\Gamma(n_A)| < 1\,‰$!

Nach dieser Zwischenrechnung erhält man für die Gesamtschwankungen eines 2H2V-SBS Systems mit $\Delta G^A/G^A = \Delta G^B/G^B$:

$$\boxed{\Delta\tilde{T} = \sqrt{2}\; T^A_{sys}\; g_S\; e^{-\frac{n_A}{2}}} \qquad \text{Reales 2H2V-SBS System } \left(\frac{\Delta G^A}{G^A} = \frac{\Delta G^B}{G^B}\right) \tag{62}$$

Es werden zudem astronomische Quellen beliebiger Stärke und, mit Ausnahme von Differenzen bzgl. der Amplituden von Verstärkungsschwankungen, alle Differenzen zwischen VES A und VES B berücksichtigt; d.h. es gilt Gleichung (49). Die Größen n_A und g_S sind in Gleichungen (50) bzw. (56) definiert.

Folgerung:

Trotz der Modularität der beiden beteiligten VES (1H1V-TP Systeme) (44) bewirkt ihre Kombination zu einem 2H2V-SBS System, daß entsprechende Komponenten, genau wie beim HBS, möglichst gleich dimensioniert ($|T_\Delta|$ minimal) sein sollten, um größtmögliche Empfindlichkeit (kleines $\Delta\tilde{T}$) zu gewährleisten! Die Richtigkeit dieser Behauptung zeigt sich deutlich, wenn man folgendes Gedankenexperiment macht.

Mit entsprechender Umbenennung erreicht man stets: $T^A_{sys} \leq T^B_{sys}$ o.B.d.A.

$$(49) \Rightarrow \quad T_\Delta \leq 0 \tag{63}$$

Setzt man zusätzlich T^A_{sys} und g_S konstant, ergibt sich:

$$(62),(50) \Rightarrow \quad \Delta\tilde{T} = K_1 \, e^{-K_2 \, T_\Delta} \tag{64}$$

$$\text{mit} \quad K_1 = \sqrt{2}\, T^A_{sys}\, g_S \; ; \quad K_2 = \frac{1}{2\, T^A_{sys}} \tag{65}$$

$$\Delta\tilde{T} = K_1 \cdot \begin{cases} 1 \text{ für } T_\Delta = 0 \\ > 1 \text{ für } T_\Delta < 0 \end{cases} \tag{66}$$

Wegen (63) folgt sofort die Behauptung ($|T_\Delta|$ minimal $\Rightarrow$ größtmögliche Empfindlichkeit)!

Die Minimierung von $|T_\Delta|$ soll nicht heißen, daß z.B. die Hohlleiterbalanciertheit δL (17) oder die Differenz der Verstärkerzugrauschtemperaturen δT_V (34) durch das Einfügen zusätzlicher Dämpfungsstücke in das bessere VES (hier A) verringert werden müssen, um bei zwei gegebenen VES (beim SBS sind das 1H1V-TP Systeme) größtmögliche Empfindlichkeit zu erreichen, sondern daß SBS nur bei in etwa gleichwertigen VES optimale Empfindlichkeit liefert. Direkte Anwendung von (63) bis (66) zeigt, daß bei $T^B_{sys} = 1.20\, T^A_{sys}$ der Empfindlichkeitsvorteil zweier gleichwertiger VES mit gemittelter Systemtemperatur $T'_{sys} = \frac{1}{2}(T^A_{sys} + T^B_{sys}) \equiv 1.10\, T^A_{sys}$ (Normierung der Summe der Systemtemperaturen) noch < 1% ist. Bei 50% und 100% Unterschied in den Systemtemperaturen beträgt der Empfindlichkeitsvorteil zweier VES mit entsprechend gemittelter Systemtemperatur schon 3% bzw. 10%! Der hier dargelegte Gesichtspunkt veranschaulicht die physikalische Relevanz der beim SBS künstlich eingeführten Größen δL (17), δT_V (34) und $\delta\tilde{T}_{QCal}$ (47). In der

Praxis ist diese Betrachtung erst im Hinblick auf die Konstruktion von Empfangssystemen von Bedeutung, die das SBS-Konzept optimal ausnutzen sollen. Die hohen Stabilitätsanforderungen müssen natürlich in jedem Fall erfüllt werden.

Bedeutung des Angleichfaktors V_{12} im SBS-Modell:

Nach dem bisher Gesagten wird unmittelbar klar, daß die im Digitalen Backend (Abb. 12) verwendeten Größen SIG mit T_{sys} und CAL mit $\bar{T}_{QCal}$ identisch sind. Daraus folgt für den Angleichfaktor (vgl. Kapitel 2.2 und 3.2):

$$V_{12} = \frac{\bar{T}^{II}_{QCal}}{\bar{T}^{I}_{QCal}} \tag{67}$$

Für die Differenz der Rauschtemperaturen der Rauschdioden (47) ergibt sich dann:

$$\delta\bar{T}_{QCal} = (1 - V_{12})\, \bar{T}^{I}_{QCal} \tag{68a}$$

bzw.

$$\delta\bar{T}_{QCal} = \left(\frac{1}{V_{12}} - 1\right) \bar{T}^{II}_{QCal} \tag{68b}$$

Näherung: $\frac{\Delta G^A}{G^A} = \frac{\Delta G^B}{G^B}$, $\delta L = 0$, $\delta T_V = 0$, $\delta\bar{T}_{QCal} = 0$:

Neben der Amplitudengleichheit der Verstärkungsschwankungen sei zusätzlich Balanciertheit der Hohlleiterwege, Gleichheit der Verstärkerzugrauschtemperaturen und Gleichheit der mittleren Rauschtemperaturen der Rauschdioden gefordert. Die letzte Forderung bedeutet nach (68), daß keine Angleichung notwendig ist ($V_{12} = 1$). Das Gleichungssystem aus (49) und (62) vereinfacht sich zu:

$$\Delta\tilde{T} = \sqrt{2}\, T^{A}_{sys}\, g_S\, e^{-\frac{n_A}{2}} \tag{69}$$

mit $T_\Delta = T_{QAstro} + \delta T_{HOQ}$

Reales 2H2V-SBS System

$\left(\frac{\Delta G^A}{G^A} = \frac{\Delta G^B}{G^B},\ \delta L = 0,\ \delta T_V = 0,\ \delta\bar{T}_{QCal} = 0\right)$

Das Nullsetzen der Differenzen δL und δT_V bedeutet hier nicht, daß wie beim HBS in das bessere VES zusätzliche Dämpfungsstücke eingefügt werden sollen, sondern daß SBS nur bei in etwa gleichwertigen VES (1H1V-TP Systeme) bei gegebener Stabilität optimale Empfindlichkeit liefert. Trotz der Näherungen beinhaltet (69) Verstärkungsschwankungen, atmosphärische Dämpfungsschwankungen (via δT_{HOQ}) und Stärke der astronomischen Quelle (via n_A).

Näherung: $\frac{\Delta G^i}{G^i} = 0, \quad \delta L = 0, \quad \delta T_V = 0, \quad \delta \bar{T}_{QCal} = 0, \quad n_A << 1$:

Die Vernachlässigung von Verstärkungsschwankungen, Balanciertheit der Hohlleiterwege, Gleichheit der Verstärkerzugrauschtemperaturen, Gleichheit der mittleren Rauschtemperaturen der Rauschdioden und die Messung schwacher astronomischer Quellen führt auf:

$$\Delta\tilde{T} \approx \sqrt{2}\,\frac{T^A_{sys}}{\sqrt{\Delta\nu \cdot \tau}}$$

Ideales 2H2V-SBS System in Schwache-Quellen-Näherung (70)

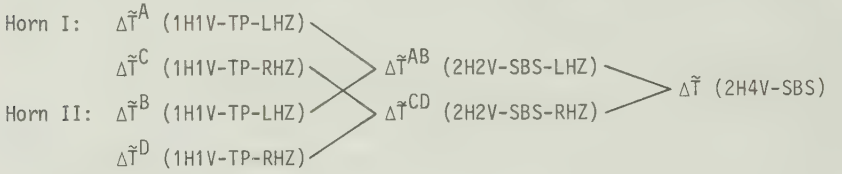
Bereits für $|n_A| = 0.1$ liegt der Exponentialterm aus Gleichung (62) mit 0.95 schon sehr nahe bei 1.

3.1.4 Stabilität und Grenzempfindlichkeit

Bevor die in den beiden vorangegangenen Kapiteln abgeleiteten Formeln zur Berechnung realer Empfangssysteme verwendet werden können, bedarf es der quantitativen Erfassung der darin enthaltenen Verstärkungsschwankungen $\Delta G/G$.

Ausgangspunkt soll dabei das in Kapitel 2 vorgestellte Doppelhorn 9 mm-Empfangssystem sein, das angelehnt an die Bezeichnungsweise der Analysekapitel 2H4V-SBS Prototyp genannt wird. Der Unterschied zu den 2H2V-Modellsystemen besteht lediglich in der Verdopplung der Verstärkerzüge und der geringfügigen Erhöhung der Systemrauschtemperatur T_{sys} durch eine zusätzliche Polarisationsweiche pro Horn. Durch die beim Prototyp gewählte Konfiguration wird die gleichzeitige Messung der gesamten rechts- (RHZ) und linkszirkularen (LHZ) Leistung ermöglicht (vgl. Kapitel 3.1.1), so daß unter Vernachlässigung der Rauschzahl der Polarisationsweiche die Empfindlichkeit um den Faktor $\sqrt{2}$ verbessert wird. Diese Folgerung ergibt sich unmittelbar aus der Orthogonalität der beiden zirkularen Komponenten, die bedingt, daß

man die zu einem Horn gehörigen Verstärkerzüge als Teile unabhängiger VES betrachten kann. In Anlehnung an Kapitel 3.1.3 hat man nun vier voneinander unabhängige 1H1V-Total Power Systeme (44), aus denen durch entsprechende Subtraktion zwei unabhängige 2H2V-SBS Systeme (45) entstehen, die schließlich nach Addition und Normierung das 2H4V-SBS System (71) bilden.



$$\text{2H4V-SBS:} \quad \Delta\tilde{T} = \frac{1}{2}\sqrt{(\Delta\tilde{T}^{AB})^2 + (\Delta\tilde{T}^{CD})^2} \tag{71}$$

Mit der Annahme $\Delta\tilde{T}^{AB} = \Delta\tilde{T}^{CD} =: \Delta\tilde{T}^{2H2V\text{-}SBS}$ folgt dann die einfache Beziehung:

$$\Delta\tilde{T}^{2H4V\text{-}SBS} = \frac{1}{\sqrt{2}}\,\Delta\tilde{T}^{2H2V\text{-}SBS} \tag{72}$$

Gleichung (72) läßt sich auch ableiten, wenn jeweils die zu einem Horn gehörigen VES zuerst zu 1H2V-TP Systemen mit $\Delta\tilde{T}^{AC}$ bzw. $\Delta\tilde{T}^{BD}$ zusammengefaßt und dann voneinander subtrahiert werden, wie es in der Praxis der Fall ist (vgl. Kapitel 2).

Die folgenden Betrachtungen beruhen auf den Rohdaten von zehn 40'-Schnitten am Nachthimmel, die durch geeignete Schaltphasenwahl im Rechner derart aufbereitet sind, daß Einflüsse durch astronomische Quellen, atmosphärische Dämpfungsschwankungen (≤ 5.2 Hz) und Detektorschwankungen (zum größten Teil) herausfallen. Die Messungen wurden mit dem 2H4V-SBS Prototyp am 17.03.84 mit dem Effelsberger 100 m-Spiegel bei 32 GHz durchgeführt. Das Teleskop wurde in Azimut mit einer (Scan-) Geschwindigkeit von 10'/min gefahren.

Abbildung 15 zeigt die Rohdaten des ersten Schnitts bei Integrationszeiten von 0.256 und 32.768 Sekunden zunächst für Empfängerbox 1 und dann für Empfängerbox 2. Die Nullniveaus werden jeweils als Mittelwert aus allen 10 Schnitten berechnet und repräsentieren die Temperaturen der äquivalenten inneren ohm'schen Widerstände der Vierpole zu VES A+C und VES B+D (vgl. Kapitel 3.1.1). Bei Total-Power (TP) und Software-Beam-Switching (SBS) Systemen können diese Temperaturen im Gegensatz zu HBS-Systemen einfach

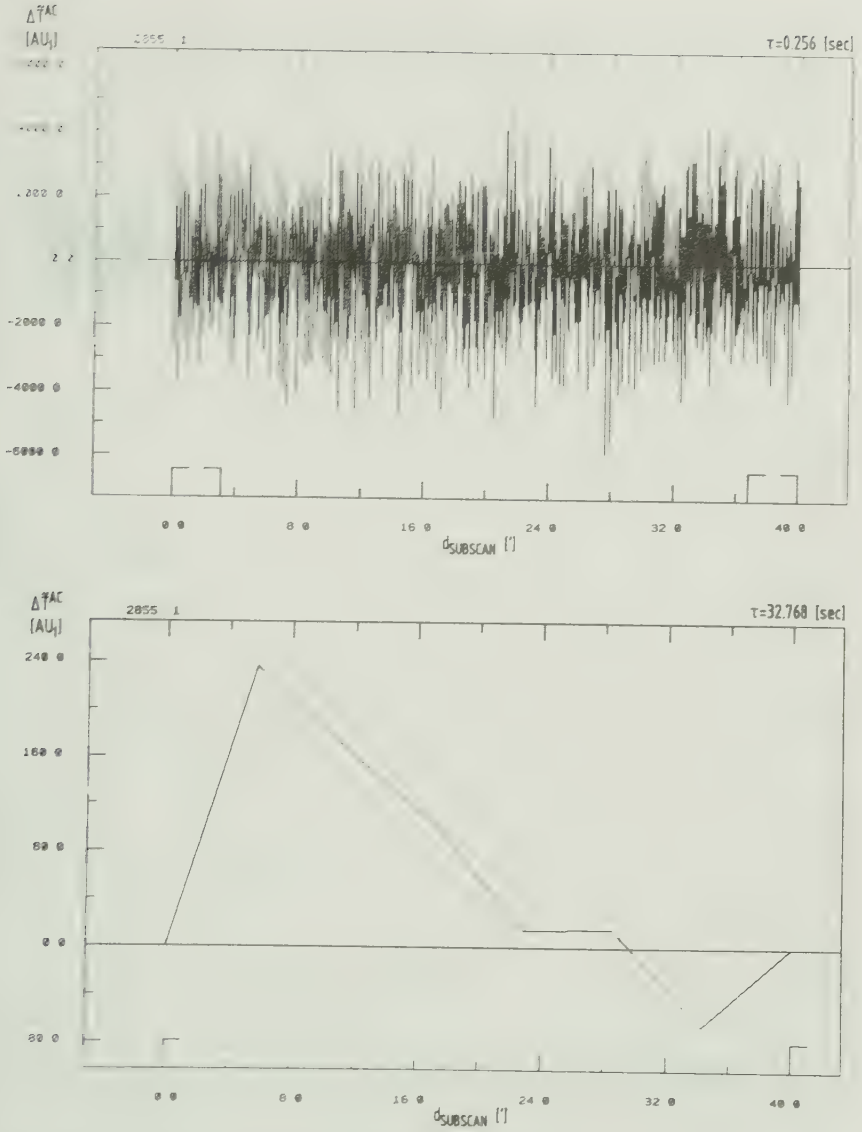


Abb. 19a: Erster 40'-Schnitt an kaltem Himmel mit dem 2H47-SBS Prototyp. Rohdaten des 1H27-TP Systems zu Horn I (Prototyp: Empfänger-box 1); gemitteltes Nullniveau $\tilde{T}^{AC} = 18.517 \cdot 10^6$ [AU$_i$]

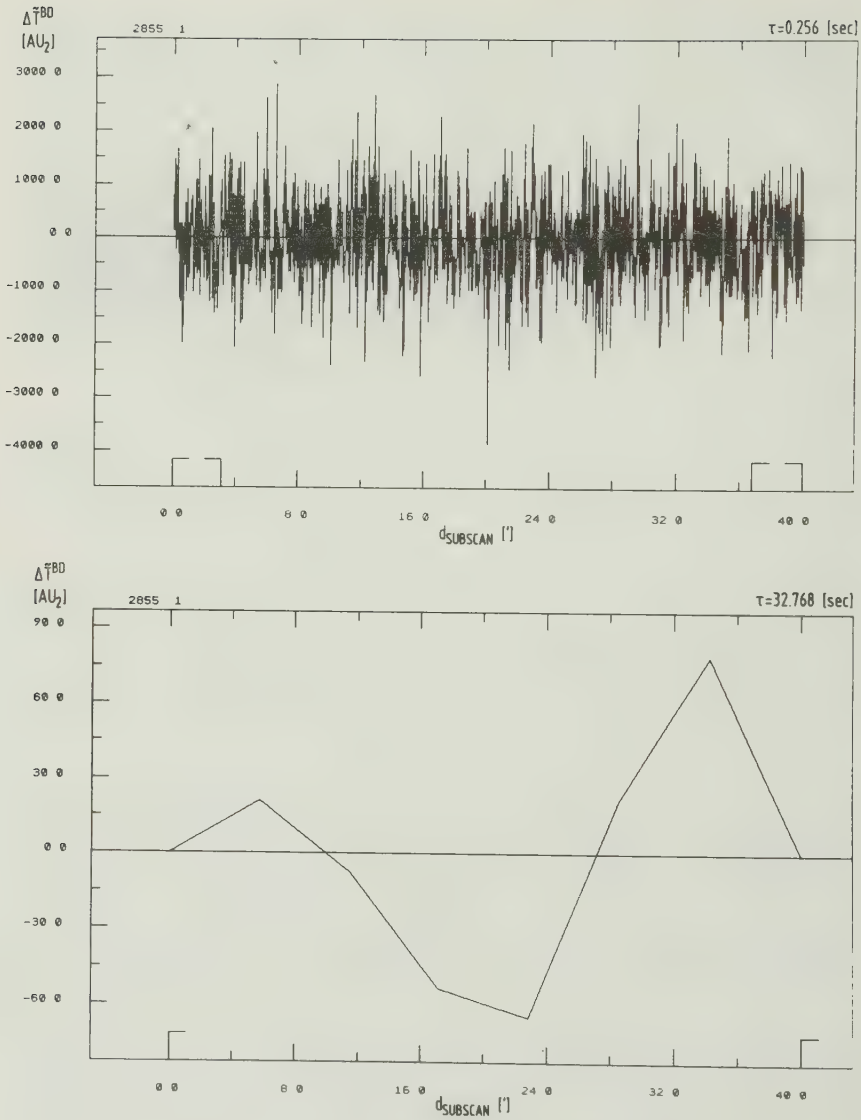


Abb. 15b: Erster 40'-Schnitt an kaltem Himmel mit dem 2H4V-SBS Prototyp. Rohdaten des 1H2V-TP Systems zu Horn II (Prototyp: Empfängerbox 2); gemitteltes Nullniveau $\tilde{T}^{BD} = 16.319 \cdot 10^6$ $[AU_2]$

auch als gesamtschwankungsbehaftete Systemtemperaturen aufgefaßt werden. Die Integrationszeit τ begrenzt die möglichen Zeitskalen für Schwankungen zu kleineren Zeiten hin, so daß die Gesamtschwankungen $\Delta\tilde{T}/\tilde{T}$ mit zunehmendem τ abnehmen. Abbildung 16 gibt die "Spektren" der Gesamtschwankungen (ohne atmosphärische Dämpfungsschwankungen ≤ 5.2 Hz) beim 2H4V-SBS Prototyp getrennt für die beiden beteiligten 1H2V-TP Systeme gemittelt über alle 10 Schnitte wieder. Die gestrichelte Gerade repräsentiert die Schwankungen aufgrund des thermischen Eigenrauschens eines 1H2V-TP Systems $(\Delta T/T_{sys})_{1H2V\text{-}TP}$.

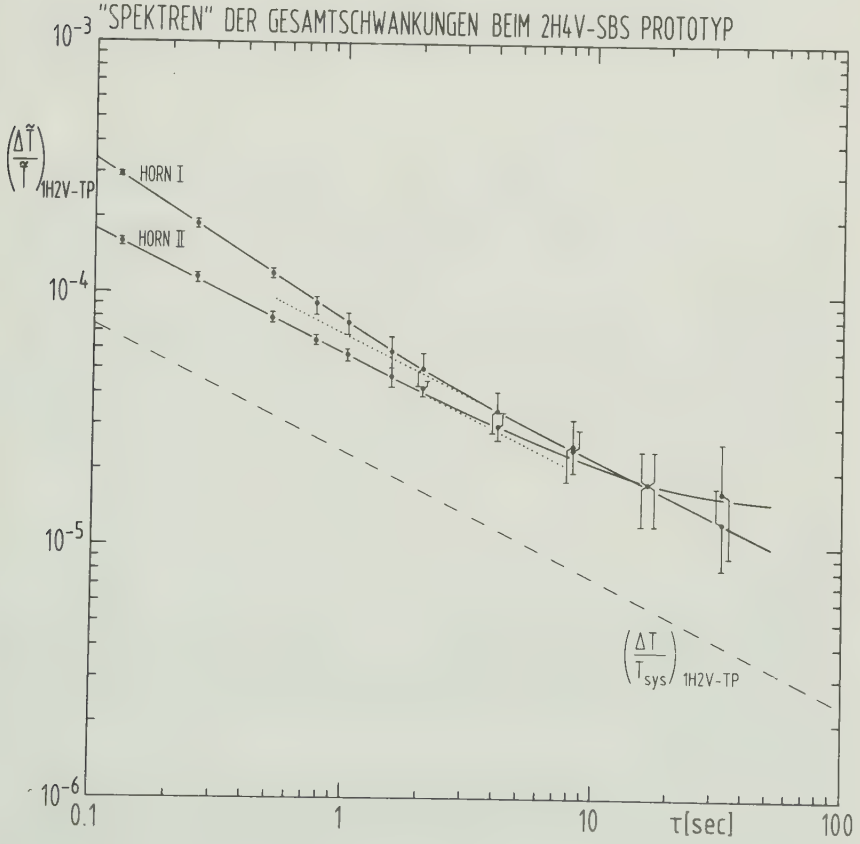


Abb. 16

Um konsistent mit den bei den Analysen verwendeten Bezeichnungen zu sein, muß die gleichzeitige Aufzeichnung von rechts- und linkszirkularer Welle über die Integrationszeit τ' in Gleichung (11) berücksichtigt werden.

$$\tau' = 2\tau$$

$$\left(\frac{\Delta T}{T_{sys}}\right)_{1H2V\text{-}TP} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{\Delta\nu \cdot \tau}} \qquad (73)$$

Die Interpretation von Abbildung 16 liefert den experimentellen Beweis für die in Kapitel 3.1.1 gefolgerte Unanwendbarkeit des Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetzes auf die statistischen Verhältnisse in einem VES. Zur Ableitung eines Ansatzes für die Berechnung der Gesamtschwankungen eines VES wurde dort lediglich die Vernachlässigung höherer (als 1. Ableitung) Terme der Taylorentwicklung (4) zugelassen.

Bei doppellogarithmischer Darstellungsweise werden Schwankungen, die sich wie thermisches Eigenrauschen verhalten (weißes Rauschen) durch Geraden mit der Steigung -1/2 dargestellt. Anhand der punktierten Hilfsgeraden wird sofort deutlich, daß die Gesamtschwankungen beider 1H2V-TP Empfängerboxen des 2H4V-SBS Prototyps über das betrachtete Integrationszeitintervall sich keineswegs wie weißes Rauschen verhalten. Interessanterweise treten die Abweichungen bei den beiden Empfängerboxen an entgegengesetzten Enden des Intervalls auf. Die Erklärung dafür liefert Abbildung 15, die bei kleiner Integrationszeit für Empfängerbox 1 verstärkte Schwankungen zeigt, und bei großer Integrationszeit für Empfängerbox 2 Langzeitschwankungen in Form einer gut ausgeprägten Sinusschwingung darstellt. Die Schwäche von Empfängerbox 2 bzgl. Langzeitinstabilitäten wird zusätzlich durch die Beobachtung (Online-Schriebe) von stufenartigen Änderungen der gesamtschwankungsbehafteten Systemtemperatur $\tilde{T}^{BD}$ ($\lesssim$ 0.5 K T_a) auf Zeitskalen größer als 10 Minuten unterstrichen. Die Einheit [K T_a] bedeutet Antennenfußpunkttemperatur in Kelvin. In den Analysekapiteln war zur Vereinfachung der Schreibweise bei der Temperatureinheit [K] der "T_a"-Zusatz weggelassen worden.

Ausnutzung von (4) und Vernachlässigung noch verbliebener atmosphärischer Dämpfungsschwankungen ergibt Gleichung (74), die angewendet auf Abbildung 16 die "Spektren" der Verstärkungsschwankungen $\Delta G/G$ beim 2H4V-SBS Prototyp,

getrennt für die beteiligten 1H2V-TP Systeme, in Abbildung 17 darstellt.

$$\left(\frac{\Delta G}{G}\right)_{1H2V\text{-}TP} = \left(\frac{\Delta \tilde{T}}{\tilde{T}}\right)_{1H2V\text{-}TP} - \left(\frac{\Delta T}{T_{sys}}\right)_{1H2V\text{-}TP} \qquad (74)$$

Aus Abbildung 17 soll nun durch folgende Überlegungen eine charakteristische Größe für die Verstärkungsschwankungen des 2H4V-SBS Prototyps abgeleitet werden. Dabei wird ausgenutzt, daß die Verarbeitung der Rohdaten zu TAB-SCANS (vgl. Kapitel 2), Subtraktion eines Basisniveaus pro Himmelsschnitt ("Subscan") und Festlegung der Integrationszeit pro Gitterpunkt τ_{Grid}, ein Intervall für die Zeitskalen möglicher Schwankungen festlegt. Unter Annahme sinusartiger Schwankungen für große Zeiten und "spike"-artige Schwankungen für kleine Zeiten ergeben sich aus rein geometrischen Überlegungen folgende Intervalle.

$$\begin{aligned} &\text{Schwankungsperioden} : && t_S \in [2\,\tau_{Grid};\ 3\,t_{Subscan}] \\ &\text{Schwankungsfrequenzen:} && \nu_S \in [1/(3\,t_{Subscan});\ 1/(2\,\tau_{Grid})] \end{aligned} \qquad (75)$$

Für den Fall 40' langer Schnitte bei einer Scangeschwindigkeit von 10'/min und einem Teleskopauflösungsvermögen von 26".5 erhält man $\nu_S \in [0.0014; 0.5]$ Hz. Aus der zuvor eingeführten Definition der Integrationszeit folgt, daß der zur unteren Intervallgrenze der Schwankungsperioden $t_{SU} = 2$ [sec] gehörende Schwankungswert $\Delta G/G$ von dort an alle Schwankungen bis zur maximal möglichen (75) beinhaltet. Als Mittelwert und Standardabweichung liefern die Kurven für den 2H4V-SBS Prototyp für $2\,\tau_{Grid}$ (Abb. 17):

$$\left(\frac{\Delta G}{G}\right)_{2H4V\text{-}SBS} = (2.98 \pm 0.67)\ 10^{-5} \qquad (76)$$

An dieser Stelle möchte ich auf den scheinbaren Widerspruch von Unzulässigkeit (z.B. (74)) und Anwendung (z.B. (71)) des Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetzes hinweisen. Die "Unzulässigkeit" bezieht sich auf die Verhältnisse innerhalb eines VES und könnte mit dem Eigenschaftswort "intern" charakterisiert werden (vgl. Kapitel 3.1.1). Die "Anwendung" bezieht sich dagegen auf die Verhältnisse zwischen VES ("extern") und ist unumgänglich, damit die HBS-Näherung (43) mit der Literatur (Kraus, 1966) übereinstimmt. Strenggenommen beinhaltet ein derartiges Vorgehen die Annahme, daß sich die Gesamtschwankungen realer Systeme zumindest in grober

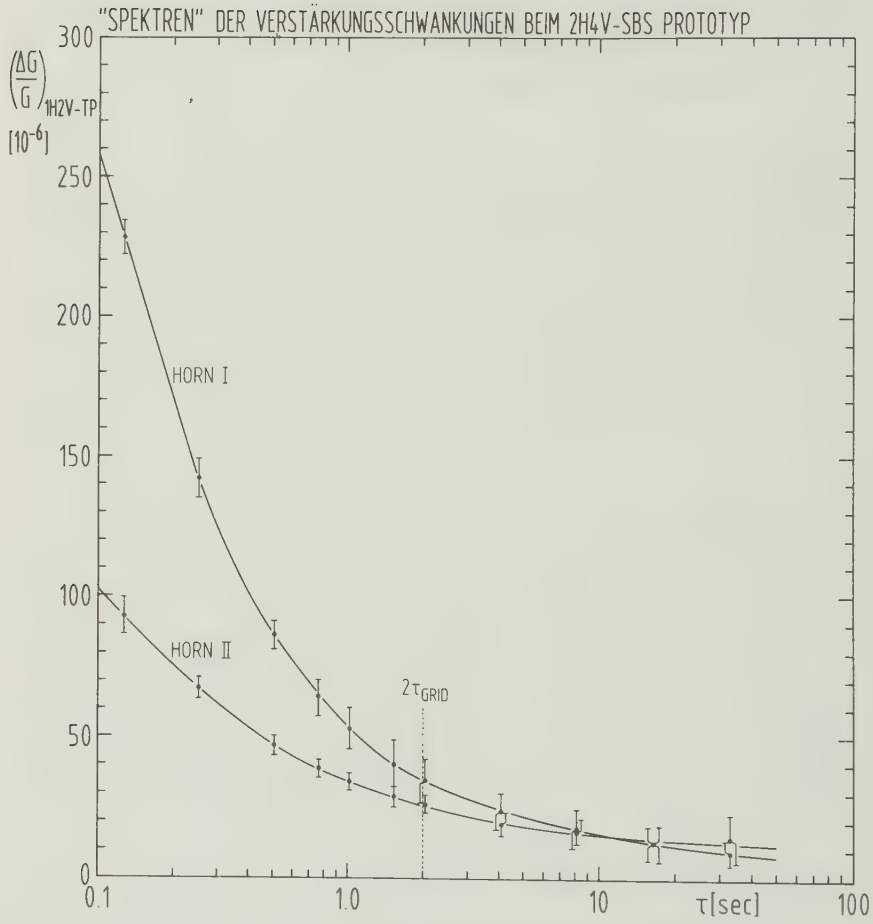


Abb. 17

Näherung auf den betrachteten Zeitskalen wie weißes Rauschen verhalten (siehe Abb. 16).

Dieser Kompromiß ist zudem dadurch gerechtfertigt, daß diese Arbeit helfen soll, radioastronomische Empfangssysteme im heutigen Grenzbereich, d.h. mit bereits akzeptablen Stabilitäten, weiterzuentwickeln. Einige der bestehen-

den Empfangssysteme des MPIfR liegen in diesem Grenzbereich und erfüllen somit, wie der 2H4V-SBS Prototyp zeigt, den geforderten Qualitätsstand.

Um Verwirrungen bei der Anwendung der Gleichungen aus den Analysekapiteln vorzubeugen, ist es sinnvoll, alle verwendeten Größen mit Relation (72), die sich auch für HBS ableiten läßt, auf die Modellsysteme umzurechnen. Es gilt also allgemein nach erfolgter Normierung:

$$\boxed{\Delta X^{2H2V} = \sqrt{2}\,\Delta X^{2H4V} \;;\; X \in \{\tilde{T},G,T\}} \qquad \text{Umrechnungsrelation} \quad (77)$$

Für die weitere Betrachtung erhält man somit aus (76) als mittlere Verstärkungsschwankung eines SBS-Modellsystems:

$$\boxed{\left(\frac{\Delta G}{G}\right)_{2H2V\text{-}SBS} = (4.21 \pm 0.95)\; 10^{-5}} \qquad (78)$$

Im Hinblick auf Tabelle 1 (Kapitel 2.3) sei hier noch angemerkt, daß der $(\Delta G/G)_{2H2V\text{-}SBS}$-Wert, wegen der zur Bestimmung von (76) erfolgten Mittelung, auch für $(\Delta G/G)_{1H1V\text{-}TP}$ genommen wird. Durch Einsetzen von (78) und (82) in Näherung (69), wobei (82) aus Zusatzgleichungen (9), (46), (50), (56) gewonnen wird, läßt sich ein "theoretischer" Wert für die Gesamtschwankungen eines realen 2H2V-SBS Modellsystems bei 32 GHz berechnen.

$$\boxed{\Delta\tilde{T}^{th}_{2H2V\text{-}SBS} = (62.3 \pm 5.5)\ [\text{mK } T_a]} \qquad (79)$$

mit Annahmen:

$$\begin{aligned} T_{Astro} &= 0 \ [\text{K } T_a] \\ T^I_{HOQ} &= 20 \quad " \qquad \text{(Schulze, 1975)} \\ \delta T_{HOQ} &= 0 \quad " \\ \bar{T}^I_{QCal} &= 2 \quad " \\ T_P &= 297 \ [\text{K}] \end{aligned} \qquad (80)$$

und Bauteildaten (Kemp, 1984): $L^I = 1.205$

$$T^I_L = 61 \ [\text{K } T_a]$$

$$T_V^A = 416 \text{ [K } T_a\text{]}$$
$$\Delta\nu = 900 \text{ [MHz]}$$
$$\tau = 1 \text{ [sec]} \qquad (81)$$

$$\Rightarrow \boxed{\begin{aligned} T_{sys}^A &= 584 \text{ [K } T_a\text{]} \\ T_\Delta &= 0 \quad " \\ (\Delta\nu \cdot \tau)^{-1/2} &= 3.333 \cdot 10^{-5} \end{aligned}} \qquad (82)$$

Der zum Vergleich herangezogene experimentelle Wert $\Delta\tilde{T}_{2H2V\text{-}SBS}^{exp}$ wird aus Messung des rms-Rauschens in der besten Kartierung mit maximaler Feldgröße (16' x 12') gewonnen. Bei dieser Kartierung handelt es sich um 2 zweidimensionale Matrizen nach der Datenverarbeitungsstufe MAP (vgl. Kapitel 2.2), die zusätzlich in Jansky geeicht sind. Die Daten wurden bei klarem Nachthimmel mit dem 2H4V-SBS Prototyp in Effelsberg aufgenommen. Es wurde dabei in Azimutrichtung mit einer Scan-Geschwindigkeit von 10'/min in jeweils um 10" senkrecht dazu versetzt angeordneten 16'-Schnitten gefahren. Durch die Wahl einer Gitterpunktgröße von 10" in der TABSCAN-Stufe wird die Integrationszeit pro Gitterpunkt τ_{Grid} auf 1 Sekunde festgelegt. Der Algorithmus zur Bestimmung des rms-Rauschens ist aus praktischen Erwägungen (astronomische Quellen in der Kartierung) so ausgelegt, daß Langzeitschwankungen nur bis zu einer Schwankungsperiode von 30 Sekunden erfaßt werden können. Da das Intervall der so möglichen Schwankungsfrequenzen $\nu_S \in [0.033; 0.5]$ Hz gegenüber dem der 40'-Schnitte eingeschränkt ist und die Datenverarbeitungsstufe TABSCAN zudem hohe Frequenzen (> 0.38 Hz) stark abschwächt, sollte $\Delta\tilde{T}_{2H2V\text{-}SBS}^{exp}$ kleiner als $\Delta\tilde{T}_{2H2V\text{-}SBS}^{th}$ sein. Einen gewissen Ausgleich könnten die atmosphärischen Dämpfungsschwankungen bedeuten, da diese in der Kartierung nicht eliminiert worden sind. Wegen der ausgezeichneten Wetterverhältnisse während der Messung spielen sie jedoch eine untergeordnete Rolle. Die als Teil der Verstärkungsschwankungen ebenfalls enthaltenen Detektorschwankungen gehen wegen ihrer extrem niederfrequenten Natur (Abb. 21) hier nur sehr begrenzt ein. Die Kombination der rms-Rauschwerte aus den beiden Datenmatrizen (Horn I: (67.7 ± 10.1) mJy/Keule bzw. Horn II: (87.7 ± 8.4) mJy/Keule) erfolgt mit (83), um das Software-Beam-Switching zu simulieren. Die Umrechnung in Antennenfußpunkttemperaturen

[K T_a] erfolgt mit dem Konvertierungsfaktor T_a/S = (0.333 ± 0.020) [K/Jy] aus Tabelle 1.(Kapitel 2.3). Die Umrechnung in den rms-Rauschwert eines realen 2H2V-SBS Modellsystems bei 32 GHz (84) erfolgt dann mit Relation (77).

$$\Delta\tilde{T}^{exp}_{2H4V\text{-}SBS} = \sqrt{(\Delta\tilde{T}^{AC})^2 + (\Delta\tilde{T}^{BD})^2} = (36.9 \pm 3.7)\ [mK\ T_a] \qquad (83)$$

$$\boxed{\Delta\tilde{T}^{exp}_{2H2V\text{-}SBS} = (52.2 \pm 5.3)\ [mK\ T_a]} \qquad (84)$$

Die Gegenüberstellung von "Theorie" (79) und Experiment (84) liefert eine Übereinstimmung innerhalb der Fehlergrenzen, was den Schluß zuläßt, daß mit Hilfe des entwickelten Formelapparats ("Theorie") recht genaue Vorhersagen für die im Experiment erreichbare Empfindlichkeit möglich sind.

Um die Verbindung zwischen der bisher betrachteten Datenverarbeitungsstufe MAP und der Endverarbeitungsstufe CLEAN (Abb. 3) herzustellen, wird nun das rms-Rauschen als Funktion des Fortschreitens im Flußdiagramm des Reduktionsverfahrens in Tabelle 2 aufgeführt. Da CLEAN das rms-Rauschen nicht beeinflußt, kann FFILTER als für diese Betrachtung relevante Endstufe aufgefaßt werden. Die Behandlung nur einer Kartierung macht zudem die Verarbeitungsstufe PLAIT überflüssig. Alle betrachteten Datenmatrizen wurden vor der Bestimmung des rms-Rauschens mit EXTCOR in Jansky geeicht. Der auf die Verarbeitungsstufe MAP normierte Schwankungs-Verringerungsfaktor q fällt bis zum Endstadium auf q_{Filter} = 0.36 und verdeutlicht so den Stellenwert einer optimierten Datenverarbeitung. Der Rechner kann somit erst recht als integraler Bestandteil des Gesamtsystems aufgefaßt werden (s. Kapitel 2). Mit (85) lassen sich nun auch quantitative Voraussagen über die für den Radioastronomen besonders interessante, endgültige Empfindlichkeit eines Empfangssystems machen.

$$\boxed{\Delta\tilde{T}^{th,FFilter}_{2H2V\text{-}SBS} = q_{FFilter} \cdot \Delta\tilde{T}^{th}_{2H2V\text{-}SBS}} \qquad \text{Endschwankungen} \qquad (85)$$

Den experimentell ermittelten Gesamtschwankungen $\Delta\tilde{T}^{exp,Map}_{2H2V\text{-}SBS}$ lassen sich

Tabelle 2: *Rms-Rauschen als Funktion des Fortschreitens im Flußdiagramm des Reduktionsverfahrens (Abb. 3) (Kartierung aus 16'-Schnitten, v_{AZM} = 10'/min, HPBW = 26".5, τ_{Grid} = 1 sec)*

Verarbeitungsstufe k (Abb. 3)	bearbeitetes* Frequenzintervall [Hz]	σ^{k}_{exp} ** [mJy/Keule]	$\Delta\tilde{T}^{exp,k}_{2H4V\text{-}SBS}$ [mK T_a]	$\Delta\tilde{T}^{exp,k}_{2H2V\text{-}SBS}$ [mK T_a]	Faktor q	Bemerkungen
Map	[0.0035; ν_S 0.38]	67.7 ± 10.1 87.7 ± 8.4	36.9 ± 3.7	52.2 ± 5.3	1 (Norm)	Stetiges Herunterwichten von Raumfrequenzen größer als das Auflösungsvermögen des Teleskops
MSub	[0.0035;0.019] (A) [0.0035;0.5] (D)	70.3 ± 14.1	23.4 ± 4.9	33.1 ± 6.9	0.63	Verringerung atmosphärischer Dämpfungsschwankungen (A) und nahezu vollständige Auslöschung von Detektorschwankungen (D) (s. Kapitel 2)
Restor	[0.0035;0.5]	48.3 ± 3.6	16.1 ± 1.5	22.7 ± 2.2	0.43	(Emerson, 1979) (s. Text)
BaseFit	[0.0052;0.01]	45.0 ± 3.4	15.0 ± 1.4	21.2 ± 2.0	0.41	Zulässigkeit von Fits 2. und 3. Ordnung; Datenpunkte für Fit außerhalb astronomischer Quellen
FFilter	> 0.38	39.9 ± 2.4	13.3 ± 1.1	18.8 ± 1.6	0.36	Abschneiden von Raumfrequenzen größer als das Auflösungsvermögen des Teleskops

*Die untere Grenzfrequenz ist wegen der Basisniveaubildung durch die Länge der Schnitte ("Subscans") bestimmt (75).

**Bedingt durch den Algorithmus der rms-Rauschbestimmung erfassen alle angegebenen Größen lediglich Frequenzen $\nu_S \in [0.033;0.5]$, so daß ihre Absolutwerte Abschätzungen nach unten darstellen.

mit Gleichung (69) und Annahme $T_{\Delta} = 0$ (82) nun umgekehrt eine abstrahierte (thermische) Systemrauschtemperatur $T_{sys}^{A,exp}$ für ein einzelnes VES zuordnen.

$$T_{sys}^{A,exp,Map} = \frac{\Delta\tilde{T}_{2H2V\text{-}SBS}^{exp,Map}}{\sqrt{2}\ g_S} \quad ; \quad g_S = \left(\frac{\Delta G}{G}\right)_{2H2V\text{-}SBS} + (\Delta\nu\cdot\tau)^{-1/2} \tag{86}$$

Oder direkt durch Ausnutzen der Umrechnungsrelation (77):

$$T_{sys}^{A,exp,Map} = \frac{\Delta\tilde{T}_{2H4V\text{-}SBS}^{exp,Map}}{g_S} \tag{86A}$$

Da $\Delta\tilde{T}_{2H2V\text{-}SBS}^{exp,FFilter} = 18.8 \pm 1.6$ [mK T_a] bereits kleiner als das thermische Eigenrauschen $\Delta T_{2H2V\text{-}SBS}^{th} = 27.5$ [mK T_a] ist, kann $\Delta G/G = 0$ gesetzt werden, was zur Anwendung von Näherung (70) führt. Zusätzlich muß mit (87) der von der Länge der Himmelsschnitte $d_{Subscan}$ abhängige Einfluß des RESTOR-Prozesses auf das rms-Rauschen berücksichtigt werden (Emerson, 1979: Kap. IVc). Durch Ausnutzen der Tatsache, daß die astronomische Information in einer "Dual-Beam"-Datenmatrix zweimal enthalten ist, wird die Vergrößerung des rms-Rauschens durch die beim SBS (45) und HBS (22) involvierte Subtraktion kompensiert; und zwar umso besser, je kürzer $d_{Subscan}$ ist.

$$\Delta\tilde{T}_{\ell}^{exp,Dual} = \sqrt{\frac{4\ \delta H}{d_{Subscan}}}\ \Delta\tilde{T}_{\ell}^{exp,Restor} \quad ; \quad \ell \in \{HBS\text{-}2HxV, SBS\text{-}2HxV\} \quad \delta H = \text{Hornabstand} \tag{87}$$

Für die Berechnung der Systemtemperatur (eines äquivalenten 1H1V-TP Systems; Def. nach Kraus, 1966) aus dem rms-Rauschen einer Datenmatrix, die mit einem 2H2V-SBS System gemessen wurde, erhält man nach der Verarbeitungsstufe FFILTER und Anwendung von (70) folgenden Zusammenhang:

$$T_{sys}^{A,exp,FFilter} = \sqrt{\frac{\Delta\nu\cdot\tau}{2}}\ \sqrt{\frac{4\ \delta H}{d_{Subscan}}}\ \Delta\tilde{T}_{2H2V\text{-}SBS}^{exp,FFilter}$$

$$T_{sys}^{A,exp,FFilter} = \sqrt{\frac{2\ \delta H\ \Delta\nu\ \tau}{d_{Subscan}}}\ \Delta\tilde{T}_{2H2V\text{-}SBS}^{exp,FFilter} \tag{88}$$

$$\Rightarrow \quad \boxed{\begin{array}{ll} T_{sys}^{A,exp,Map} = 489 \pm 79 & [K\ T_a] \\ T_{sys}^{A,exp,FFilter} = 345 \pm 29 & [K\ T_a] \end{array}} \quad \text{abstrahierte (therm.) Systemrauschtemperaturen} \tag{89}$$

Die zur endgültigen Datenverarbeitungsstufe gehörende abstrahierte System-

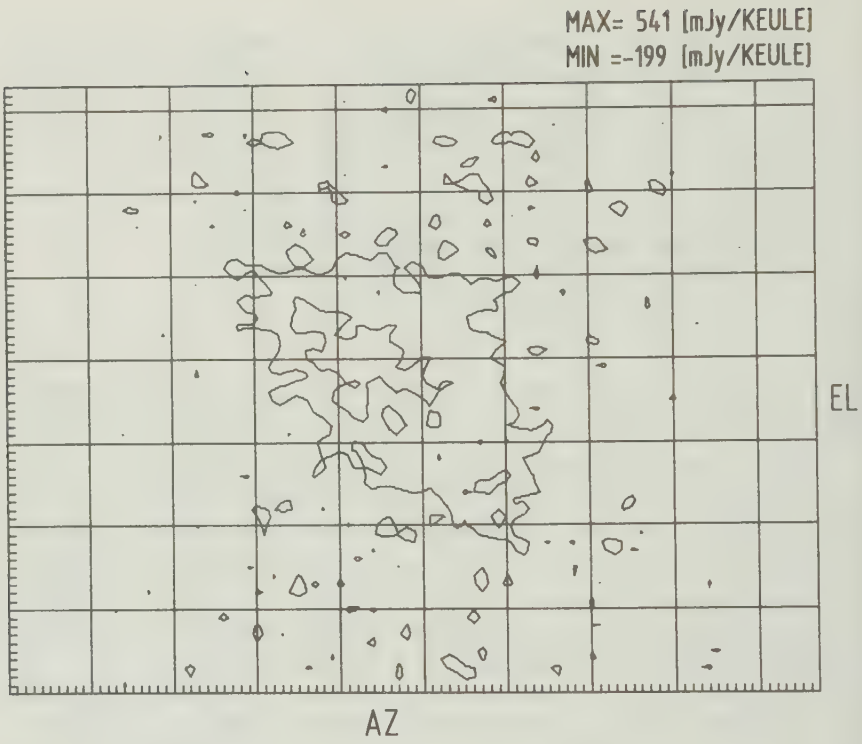


Abb. 18: Konturlinienkarte der Datenmatrix einer Einzelabdeckung (16' × 12') in der Verarbeitungsstufe FFILTER (σ = 39.9 mJy/Keule). Konturlinien: ±3σ; +9σ. Bei der ausgedehnten astronomischen Quelle handelt es sich um den SNR 3C 58.

rauschtemperatur $T_{sys}^{A,exp,FFilter}$ ist die den Radioastronomen letztlich interessierende Größe, weil sie das Empfangssystem als Ganzes (einschließl. Rechner) charakterisiert.

Die zunächst verwunderliche Verringerung des thermischen Eigenrauschens wird dadurch erklärt, daß auch das weiße Rauschen bei der rms-Rauschbestimmung sich lediglich im Frequenzintervall $\nu_S \in [0.033;0.5]$ Hz erfassen läßt. Die Enddatenmatrizen selbst lassen thermisches Eigenrauschen noch im Frequenzintervall $\nu_S \in [0.0035;0.38]$ Hz zu, so daß $T_{sys}^{A,exp,FFilter} = (345 \pm 29)\ [K\,T_a]$ einen geringfügig zu tiefen Wert darstellen könnte. Das offensichtliche Fehlen von Langzeitschwankungen (< 0.033 Hz) in Abbildung 18 rechtfertigt

das Attribut "geringfügig".

Nach der hier dargelegten Entwicklungsgeschichte der gemessenen Daten wird der Grund für das Fehlen eines Sättigungseffekts in Abbildung 10 (Kapitel 2.3) deutlich. Eine Sättigung mit zunehmender Integrationszeit kann, bei vernachlässigter Konfusionsgrenze, nur durch Gesamtschwankungen $\Delta\tilde{T}$, die sich nicht thermisch verhalten, verursacht werden. Da in der Endverarbeitungsstufe in guter Näherung nur noch weißes Rauschen im für die astronomische Beobachtung (bis 16' lange Schnitte) wichtigen Frequenzintervall $\nu_S \in [0.0035;0.38]$ Hz vorliegt, läßt sich die Grenzempfindlichkeit für den 2H4V-SBS Prototyp auf der Grundlage bisheriger Messungen nicht angeben. Es ist jedoch sicher, daß für Himmelskartierungen der Zeitfaktor und nicht die Grenzempfindlichkeit das begrenzende Element darstellen wird.

Zum Abschluß dieses Kapitels soll anhand von Leistungsspektren $P(\nu)$; $\nu \in [0.00763;1.953]$ Hz der eingangs besprochenen 40'-Schnitte auf das Detektorschalten (Kapitel 2.2) eingegangen werden, das prinzipiell nichts mit SBS zu tun hat, sondern eine technische Besonderheit des 2H4V-SBS Prototyps ist. Das Detektorschalten dient allein dazu, die schlechten Eigenschaften der verfügbaren Detektoren bzgl. Langzeitschwankungen zu verbessern (Gough, 1983). Das Prinzipschaltbild in Abbildung 19 veranschaulicht die Schaltvorgänge. Für Abbildung 20 sind die Schaltphasen in den Rechnerkanälen so gesetzt, daß nur jeweils zwei Detektoren involviert sind, wobei deren Verstärkungsschwankungen (kurz: Detektorschwankungen) (< 5.2 Hz) stark reduziert werden, und das Empfangssignal völlig herausfällt. Zusätzlich zur Permutation der Detektoren in jeder der 8 Schaltphasen wird das Kalibrationssignal der Rauschdiode CAL in den Phasen 5 bis 8 zum Empfangssignal SIG dazuaddiert (Abb. 2). Bezüglich der Schaltphasen und involvierter Detektoren ergibt sich dann:

Abb. 20a: A5+A7-A1-A3 $(e+g)_{\substack{SIG+CAL \\ m.Det.Schw.}} - (e+g)_{\substack{SIG \\ m.Det.Schw.}} = (e+g)_{\substack{CAL \\ o.Det.Schw.}}$

Abb. 20b: A6+A8-A2-A4 $(f+h)_{\substack{SIG+CAL \\ m.Det.Schw.}} - (f+h)_{\substack{SIG \\ m.Det.Schw.}} = (f+h)_{\substack{CAL \\ o.Det.Schw.}}$

Abb. 20c: B5+B7-B1-B3 $(f+h)_{\substack{SIG+CAL \\ m.Det.Schw.}} - (f+h)_{\substack{SIG \\ m.Det.Schw.}} = (f+h)_{\substack{CAL \\ o.Det.Schw.}}$

PRINZIPSCHALTBILD DES DETEKTORSCHALTENS

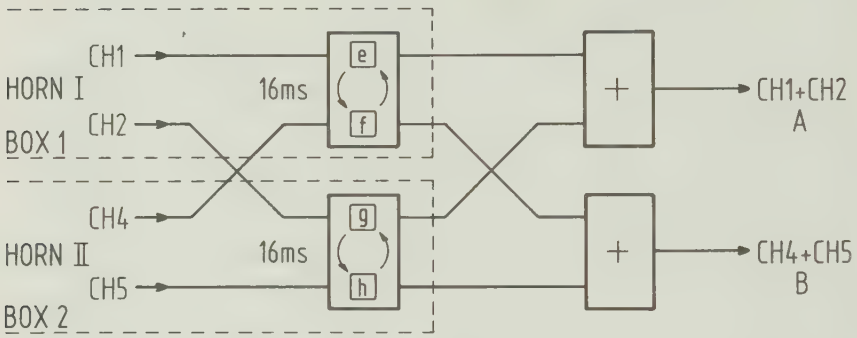


Abb. 19: Die Detektoren e und f bzw. g und h werden im 16 ms-Takt permutiert. Die hier gezeigte Lage der Detektoren gibt deren Stellung zu allen ungeraden Schaltphasen wieder (1, 3, 5, 7). In Bezug auf Abb. 2 ist das die Schalterstellung ⋈. Anschließend werden Signalkanäle 1 und 2 (VES A und VES C) bzw. Signalkanäle 4 und 5 (VES B und VES D) zu Rechnerkanal A bzw. Rechnerkanal B addiert. Bei dem 2H4V-SBS Prototyp sind die Bezeichnungen von VES und Rechnerkanal nicht identisch!

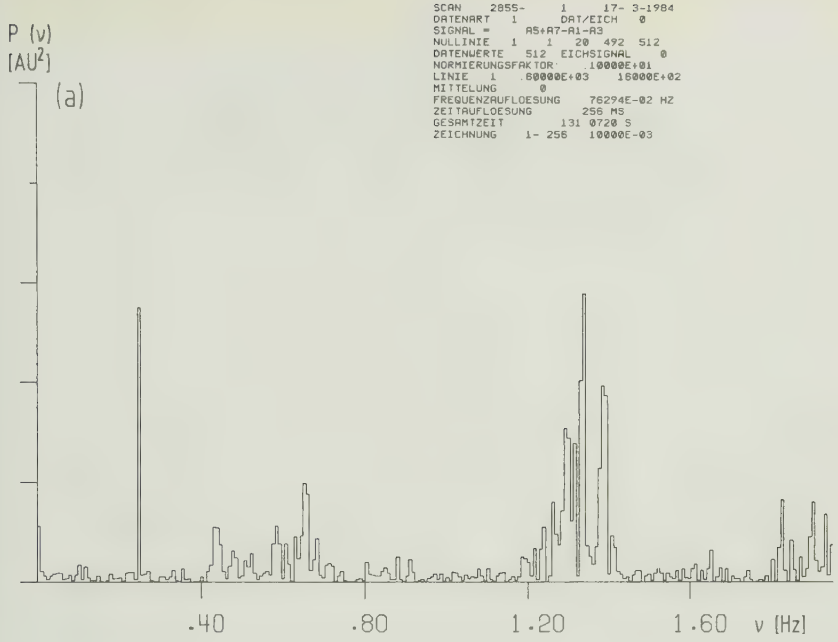
Abb. 20d: B6+B8-B2-B4 $(e+g)_{\substack{SIG+CAL \\ m.Det.Schw.}} - (e+g)_{\substack{SIG \\ m.Det.Schw.}} = (e+g)_{\substack{CAL \\ o.Det.Schw.}}$

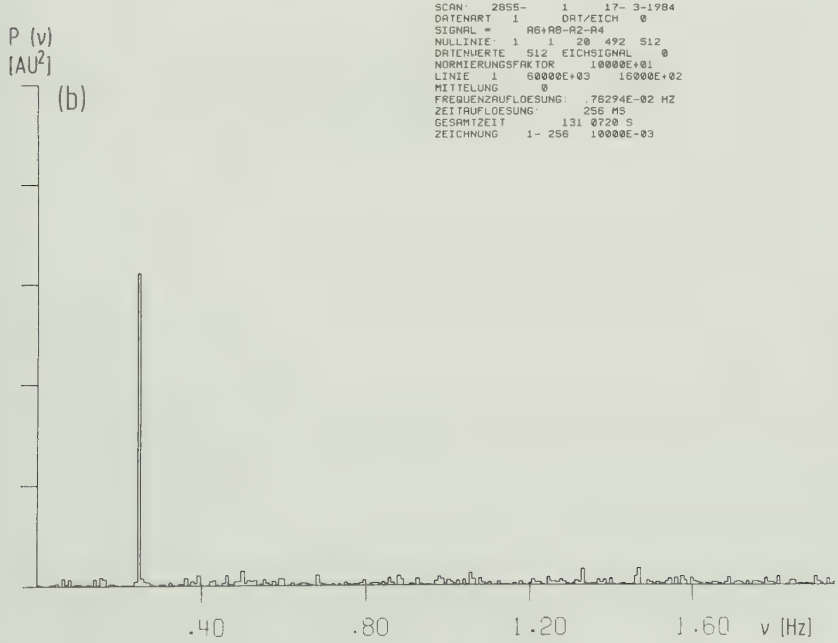
Abbildung 21 zeigt dagegen das Leistungsspektrum inklusive der Detektorschwankungen aller vier Detektoren.

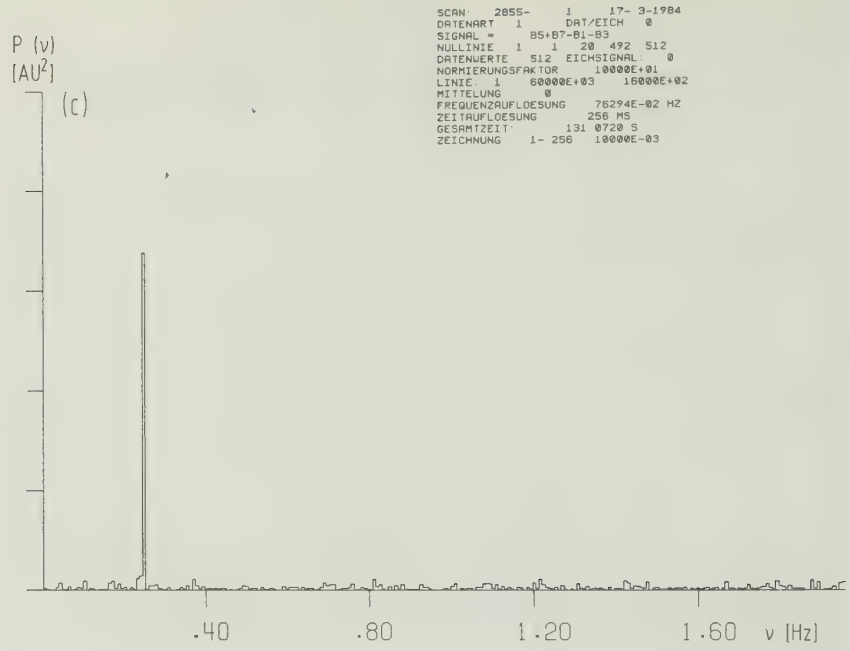
Abb. 21: A5+A7-A2-A4 $(e+g)_{\substack{SIG+CAL \\ m.Det.Schw.}} - (f+h)_{\substack{SIG \\ m.Det.Schw.}} = (e+f+g+h)_{\substack{CAL \\ m.Det.Schw.}}$

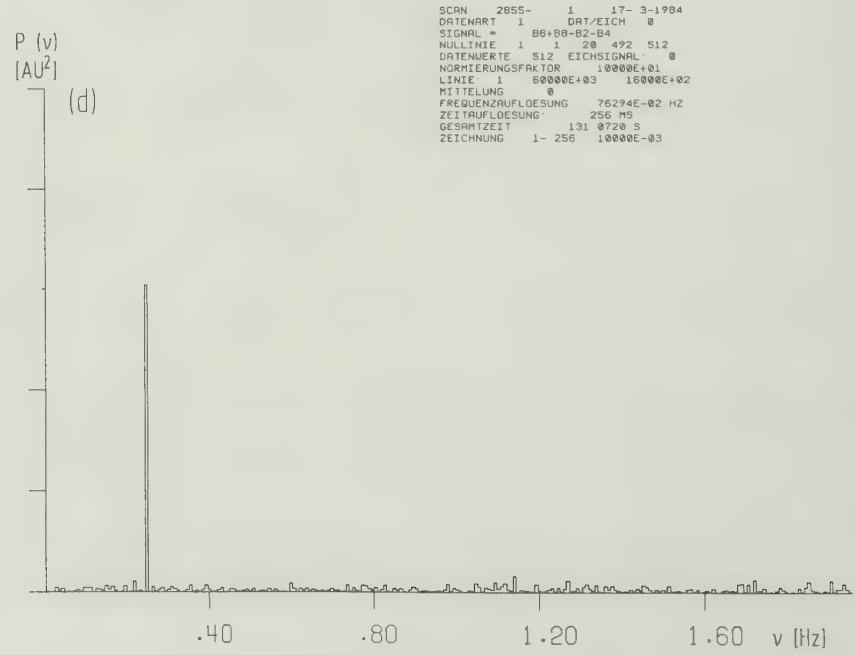
Zu Eichzwecken ist den Rohdaten eine Sinusschwingung mit einer Periode von 4.096 Sekunden und einer Amplitude von 600 (willkürlichen) Dateneinheiten [AU] überlagert. Nach der Fouriertransformation ist sie wie erwartet als starke Spektrallinie bei ν = 0.244 [Hz] präsent.

Die starken Linienbänder mit Schwerpunkten bei etwa 0.65, 1.3 und 1.95 Hz in Abb. 20a können nicht von den Detektoren selbst bzw. vom Empfangssystem


SCAN 2855- 1 17- 3-1984
DATENART 1 DAT/EICH 0
SIGNAL = A5+A7-A1-A3
NULLINIE 1 1 20 492 512
DATENWERTE 512 EICHSIGNAL 0
NORMIERUNGSFAKTOR .10000E+01
LINIE 1 .60000E+03 .16000E+02
MITTELUNG 0
FREQUENZAUFLOESUNG .76294E-02 HZ
ZEITAUFLOESUNG 256 MS
GESAMTZEIT 131 0720 S
ZEICHNUNG 1- 256 .10000E-03
P (v)
[AU²]
(a)
.40
.80
1.20
1.60
v [Hz]


SCAN 2855- 1 17- 3-1984
DATENART 1 DAT/EICH 0
SIGNAL = A6+A8-A2-A4
NULLINIE 1 1 20 492 512
DATENWERTE 512 EICHSIGNAL 0
NORMIERUNGSFAKTOR .10000E+01
LINIE 1 .60000E+03 .16000E+02
MITTELUNG 0
FREQUENZAUFLOESUNG .76294E-02 HZ
ZEITAUFLOESUNG 256 MS
GESAMTZEIT 131 0720 S
ZEICHNUNG 1- 256 .10000E-03
P (v)
[AU²]
(b)
.40
.80
1.20
1.60
v [Hz]


SCAN: 2855- 1 17- 3-1984
DATENART 1 DAT/EICH 0
SIGNAL = B5+B7-B1-B3
NULLINIE 1 1 20 492 512
DATENWERTE 512 EICHSIGNAL: 0
NORMIERUNGSFAKTOR 10000E+01
LINIE: 1 60000E+03 16000E+02
MITTELUNG 0
FREQUENZAUFLOESUNG 76294E-02 HZ
ZEITAUFLOESUNG 256 MS
GESAMTZEIT: 131 0720 S
ZEICHNUNG 1- 256 10000E-03
P (v)
[AU²]
(c)
.40
.80
1.20
1.60
ν [Hz]


SCAN 2855- 1 17- 3-1984
DATENART 1 DAT/EICH 0
SIGNAL = B6+B8-B2-B4
NULLINIE 1 1 20 492 512
DATENWERTE 512 EICHSIGNAL: 0
NORMIERUNGSFAKTOR 10000E+01
LINIE: 1 60000E+03 16000E+02
MITTELUNG 0
FREQUENZAUFLOESUNG 76294E-02 HZ
ZEITAUFLOESUNG 256 MS
GESAMTZEIT 131 0720 S
ZEICHNUNG 1- 256 10000E-03
P (v)
[AU²]
(d)
.40
.80
1.20
1.60
ν [Hz]

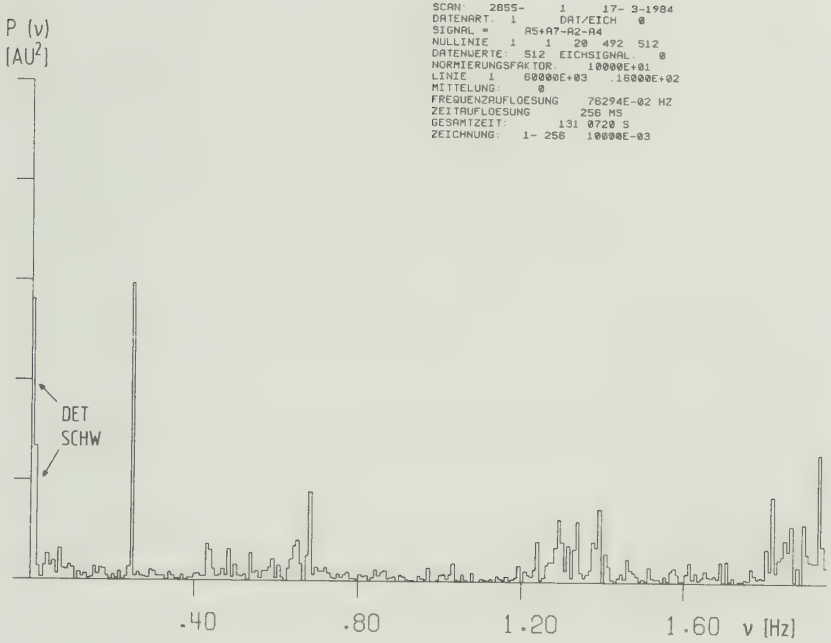
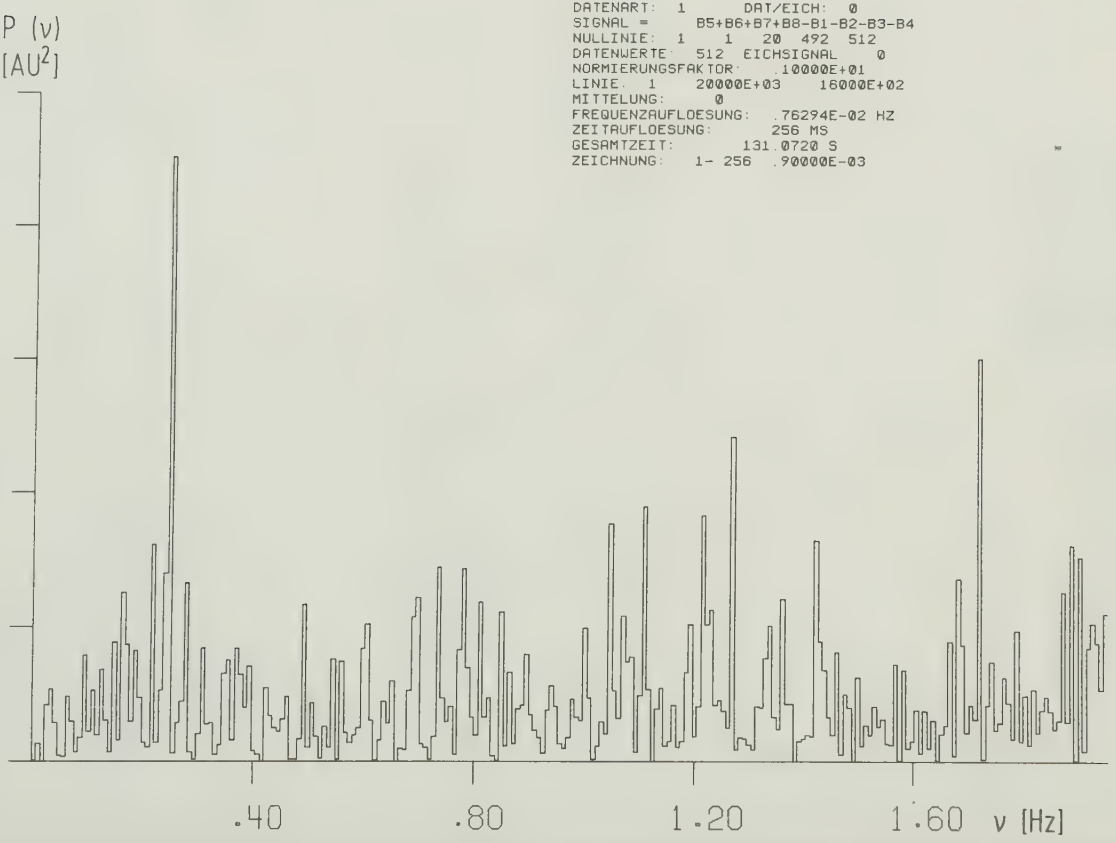


Abb. 21: Leistungsspektrum des ersten 40'-Schnitts inklusive Detektorschwankungen aller vier Detektoren e, f, g und h.

Zu Seiten 65 und 66:

Abb. 20: Leistungsspektren des ersten 40'-Schnitts bei stark reduzierten Detektorschwankungen

a) zu Rechnerkanal A unter Beteilung der Detektoren e und g
b) " " A " " " " f und h
c) " " B " " " " f und h
d) " " B " " " " e und g


SCAN: 2855- 1 17- 3-1984
DATENART: 1 DAT/EICH: 0
SIGNAL = B5+B6+B7+B8-B1-B2-B3-B4
NULLINIE: 1 1 20 492 512
DATENWERTE: 512 EICHSIGNAL 0
NORMIERUNGSFAKTOR: .10000E+01
LINIE. 1 20000E+03 16000E+02
MITTELUNG: 0
FREQUENZAUFLOESUNG: .76294E-02 HZ
ZEITAUFLOESUNG: 256 MS
GESAMTZEIT: 131.0720 S
ZEICHNUNG: 1- 256 .90000E-03
P (ν)
[AU²]
.40
.80
1.20
1.60
ν [Hz]

außerhalb des komplexen Detektorteils (Detektoren + Umschalter) erzeugt werden, da sie sonst auch in Abb. 20d bzw. Abb. 20b zu sehen sein müßten. Durch diese Betrachtung kann der Verursacher exakt festgestellt werden! Die Instabilitäten entstehen immer dann, wenn die beiden TRANSFER-Schalter in BOX 1 von X in ⋮⋮ zurückschalten (vgl. Abb. 2). Da es sich beim IF-TRANSFER-Schalter um ein mechanisches Bauteil handelt, ist dabei mit größter Wahrscheinlichkeit ein Nachschwingen des oberen rechten "Schaltkontakts" für die Störfrequenzen (kurz: Schalterschwankungen) verantwortlich. Diese Schalterschwankungen sind wohl auch der Hauptgrund für die größeren Verstärkungsschwankungen bei kleinen Integrationszeiten bzgl. Horn I (Abb. 15, 16, 17).

Durch den Vergleich von Abb. 20a und Abb. 21 ist es nun möglich, das zu kleinen Frequenzen ($\lesssim$ 0.1 Hz) ansteigende Spektrum in Abb. 21 als Detektorschwankungen zu interpretieren.

Abbildung 22 zeigt die Überlagerung der Spektren aus Abb. 20c und Abb. 20d in neunfach vergrößertem Maßstab und gibt somit einen Eindruck vom Leistungsspektrum des vollständigen 1H2V-TP Systems (Box 2) als Teil des bestehenden 2H4V-SBS Prototyps, das keine Schalterschwankungen enthält.

Zu Seite 68:

Abb. 22: Leistungsspektrum des ersten 40'-Schnitts bei stark reduzierten Detektorschwankungen zu Rechnerkanal B unter Beteiligung aller vier Detektoren e, f, g und h. Der Zeichenmaßstab ist gegenüber Abb. 20 und 21 um den Faktor 9 vergrößert. Die Amplitude der dort zur Eichung verwendeten Sinusschwingung wird um den Faktor 3 auf 200 [AU] verkleinert.

3.1.5 Gegenüberstellung von HBS und SBS

In diesem abschließenden Kapitel zum Vergleich der beiden Multihorn-Konzepte sollen die erarbeiteten Formeln und die quantitative Erfassung des Begriffs Stabilität auf den Empfangsfrequenzbereich von 4 bis 100 [GHz] angewandt werden. Da der gesamte Formelapparat auf die in Kapitel 3.1.1 eingeführten Modellsysteme (2H2V-HBS bzw. 2H2V-SBS) (Abb. 12) abgestimmt ist und eine Erweiterung auf 2H4V-Systeme sehr einfach mit der Umrechnungsrelation (77) erreicht wird, sollen diese Multihorn-Minimal-Systeme (Doppelhorn-Systeme) hier als Grundlage dienen. Die weitergehende Erweiterung auf n-Horn-Systeme wird dann trivial, wenn man sie in Doppelhorn-Systeme gliedert und astronomische Beobachtungen als simultan gemessene Mehrfachüberdeckungen einer Himmelsregion auffaßt (s. Kapitel 4). Als Berechnungsgrundlage werden die Näherungsgleichungen (42) und (69) angewandt, da sie beide noch Verstärkungsschwankungen $\Delta G/G$ erfassen können. Die ebenfalls enthaltenen atmosphärischen Dämpfungsschwankungen (via δT_{HOQ}) sowie die Stärke der astronomischen Quelle (via m_A bzw. n_A) sollen uns hier nicht weiter interessieren. Setze deshalb:

$$\begin{aligned} \delta T_{HOQ} &= 0 \quad [K\ T_a] \\ T_{QAstro} &= 0 \quad [K\ T_a] \end{aligned} \tag{90}$$

Da die kritisch in (9) eingehenden Rauschzahlen der Bauteile für Hohlleiteraufbau F_k (λ, T_p, Material) und Verstärkerstufen $F_{i.V}$, wider Erwarten, extrem schwierig zu beschaffen waren, ist eine sinnvolle Betrachtung nur bei Zimmertemperatur T_p = 297 [K] und bei der Temperatur flüssigen Stickstoffs T_p = 78 [K] möglich. Es wird dabei das, in guter Näherung, lineare Temperaturverhalten von Materialien (Flügge, 1956) ausgenutzt. Ein weiterer Grund für das Weglassen der bei radioastronomischen Empfangssystemen oft verwendeten 20 K-Kühlstufe ist die Skepsis bzgl. der Finanzierbarkeit derartiger Multihorn-Systeme (>> 2 Hörner), zumal im mm-Wellenlängenbereich neben der Kühlung der ersten Verstärkerstufe das Einbeziehen von Empfangshörnern und Hohlleiteraufbau in den Kühlkreislauf als unumgänglich erscheint. Diese Notwendigkeit wird bereits deutlich beim Vergleich von T_L aus Tabelle 3 (T_p = 297 K) mit T_{sys} aus Tabelle 5 (T_p = 78 K).

Zur Vereinfachung der Schreibweise sind im folgenden die Indizes "I" und

"A" weggelassen. Die Bedeutung "zu einem Horn gehörend" bzw. "zu einem VES gehörend" bleibt dabei weiterhin bestehen! Den Berechnungen zum 2H2V-HBS Modellsystem werden Gleichungen (9), (10A), (20), (27), (41) und (42) zugrunde gelegt, und für das 2H2V-SBS Modellsystem gelten (9), (10B), (50), (56) und (69). Die Indizes "HBS" und "SBS" treten nur bei Variablen auf, deren Werte für beide Systeme unterschiedlich gewählt werden müssen. Der Zusatz "2H2V" wird weggelassen, da sich in diesem Kapitel alle Angaben ohnehin stets auf die Modellsysteme beziehen. Zusammenfassend ergeben sich folgende Verhältnisse.

$$\underline{\text{HBS}}: \quad \Delta\tilde{T}_{HBS} = \sqrt{2}\ \frac{T_{sys}^{HBS}}{\sqrt{\Delta\nu\cdot\tau}}\ \sqrt{e^{-m} + g_H\, e^{-\frac{m}{2}} + \frac{g_H^2}{4}}$$

$$\begin{aligned}
g_H &= m\sqrt{\Delta\nu\cdot\tau}\,\frac{\Delta G}{G} \quad ; \quad m = T_D/T_{sys}^{HBS} \\
T_D &= T_Q^{HBS} + \delta T_{HOQ} \quad ; \quad T_{sys}^{HBS} = T_{Ant}^{HBS} + T_L^{HBS} + L_{HBS}\cdot T_V \\
T_{Ant}^{HBS} &= T_Q^{HBS} + T_{HOQ} \quad ; \quad T_Q^{HBS} = \bar{T}_{QCal} + T_{QAstro} \qquad (91) \\
T_L^{HBS} &= (L_{HBS} - 1)\, T_P \quad ; \quad L_{HBS} = 10^{F_{HBS}/10} \\
F_{HBS} &= F_{SBS} + F_{20\lambda} + 2F_{DS} \quad ; \quad F_{20\lambda} = 20\lambda \cdot F_{Cu}^{exp}(T_P)
\end{aligned}$$

F_{SBS}: Rauschzahl [dB] von Horn und Richtkoppler

$F_{20\lambda}$: Rauschzahl [dB] einer Hohlleiterstrecke von 20 Wellenlängen der aktuellen Empfangsfrequenz. Es gilt dabei $20\lambda \approx \delta H^{EFF,SFK}/2$ (vgl. (2))

F_{DS} : Rauschzahl [dB] eines Dickeschalters

F_{Cu}^{exp}: Experimentell ermittelte Rauschzahl [dB/m] von OFHC-Kupfer bei der physikalischen Temperatur T_P (OFHC = oxygen free high conductivity)

Weitere Bezeichnungserklärungen siehe Formeln (9), (10A), (20), (27), (41) und (42).

SBS: $\Delta\tilde{T}_{SBS} = \sqrt{2}\ T_{sys}^{SBS}\ g_S\ e^{-\frac{n}{2}}$

$$g_S = (\Delta\nu \cdot \tau)^{-1/2} + \frac{\Delta G}{G} \quad ; \quad n = T_\Delta / T_{sys}^{SBS}$$

$$T_\Delta = T_{QAstro} + \delta T_{HOQ} \quad ; \quad T_{sys}^{SBS} = T_{Ant}^{SBS} + T_L^{SBS} + L_{SBS} \cdot T_V$$

$$T_{Ant}^{SBS} = T_Q^{SBS} + T_{HOQ} \quad ; \quad T_Q^{SBS} = \bar{T}_{QCal} + T_{QAstro} \qquad (92)$$

$$T_L^{SBS} = (L_{SBS} - 1)\ T_P \quad ; \quad L_{SBS} = 10^{F_{SBS}/10}$$

$$F_{SBS} = F_{Horn} + F_{RK} \quad ;$$

F_{Horn}: Rauschzahl [dB] eines Empfangshorns
F_{RK} : Rauschzahl [dB] eines Richtkopplers

Weitere Bezeichnungserklärungen siehe Formeln (9), (10B), (50), (56) und (69).

Folgende Formeln und Annahmen gelten für beide Modellsysteme im ganzen Empfangsfrequenzintervall sowie für beide Kältestufen (T_P = 297 [K]; T_P = 78 [K]).

HBS + SBS: $T_V = T_{1.V} + T_{VRest} \quad ; \quad T_{1.V} = (f_{1.V} - 1)\ T_P$

$$f_{1.V} = 10^{F_{1.V}/10} \quad ; \quad T_{VRest} = 0.2\ [K\ T_a]\ (T_{PRest} = 297\ K)$$

$$F_{1.V} = 3.8\ [dB] \quad ; \quad T_{QAstro} = 0\ [K\ T_a] \qquad (93)$$

$$\bar{T}_{QCal} = 2\ [K\ T_a] \quad ; \quad \delta T_{HOQ} = 0\ [K\ T_a]$$

$$T_{HOQ} = 20\ [K\ T_a] \quad ; \quad \Delta\nu = 900\ [MHz]$$

$$\tau = 1\ [sec]$$

Hohlleitermaterial: OFHC-Kupfer (Leitfähigkeit: σ_{Cu}^{297K} = $5.8 \cdot 10^7$ [S/m]; $\sigma_{Cu}^{78K} = 40 \cdot 10^7$ [S/m] (Hellwege, 1959))

Kühlkreis (T_p): Horn + Hohlleiteraufbau + 1. Verstärkerstufe

Der Rest des Empfangssystems bleibt stets auf Zimmertemperatur $T_{PRest} = 297$ [K].

Zunächst zur Berechnung der Gesamtschwankungen $\Delta\tilde{T}$ (Konzept, ν, $\Delta G/G$) der Modellsysteme als Funktion von Empfangskonzept (HBS, SBS), Empfangsfrequenz (ν) und Verstärkungsschwankungen ($\Delta G/G$) bei Zimmertemperatur ($T_p = 297$ K).

$T_p = 297$ [K]:

Tabelle 3 gibt einen Überblick über die berechneten Zahlenwerte, die von Verstärkungsschwankungen unabhängig sind. Die Rauschzahlen pro Einheitslänge von OFHC-Kupfer-Hohlleitern $F_{Cu}^{exp}(\nu, 297\,K)$ werden aus Tischer (1979) bzw. dem Microwave Engineers Handbook entnommen. Die Rauschzahlen $F_{SBS}(\nu, 297\,K)$ für Horn und Hohlleiter müssen wegen fehlender Einzeldaten mit Gleichung (95) aus dem 32 GHz-Wert $F_{SBS}(32\,GHz, 297\,K) = 0.81$ [dB] (Kemp, 1984) extrapoliert werden. Die zur Vereinfachung der Rechnung eingeführte dimensionslose Größe D kann als "Dämpfungseffektivität" eines Hohlleiterstücks (≡ Dämpfungsglied) veranschaulicht werden, da sie über $D = 1 - \varepsilon$ mit der Transmissionseffektivität ε eines Dämpfungsglieds verbunden ist. Ausnutzen der Beziehung $\varepsilon = 1/L$ mit L = Dämpfungsfaktor liefert die Relationen (94) für die Umrechnungen zwischen D und Rauschzahl F [dB].

$$D = 1 - 10^{-F/10} \quad ; \quad F = 10 \lg \left(\frac{1}{1-D}\right) \tag{94}$$

Erst nach der Umrechnung in "Dämpfungseffektivitäten" D ist die Bildung von Dämpfungsverhältnissen physikalisch sinnvoll (Kraus, 1966). Da in Datenblättern üblicherweise Rauschzahlen F [dB] angegeben sind, werden alle entsprechenden Eintragungen in den folgenden Tabellen ebenfalls mit (94) vorher in F umgewandelt.

Rein mathematisch liefert die Potenzreihenentwicklung des Zehnerlogarithmus lg im Grenzfall kleiner Dämpfungen folgende Faustformel (94A). Für Rauschzahlen $F < 0.4$ [dB] ($\hat{=}$ $L < 1.1$) ist die Abweichung bereits < 5%!

Tabelle 3: Überblick über berechnete Zahlenwerte (unabhängig von ΔG/G) bei T_P = 297 [K]

ν [GHz]	4.75	10.7	32	75	100
λ [mm]	63	28	9.4	4	3
Hohlleitertyp	WR 187	WR 90	WR 28	WR 12	WR 8
F_{Cu}^{exp} [dB/m]	0.045	0.11	0.69	2.5	5.6
$F_{20\lambda}$ [dB]	0.057	0.062	0.13	0.20	0.33
F_{DS} [dB]	0.3	0.3	0.6	0.9	≈ 1.2
F_{SBS} [dB]	≈ 0.35	≈ 0.4	0.81	≈ 1.2	≈ 2.1
F_{HBS} [dB]	1.0	1.1	2.14	3.2	4.8
L_{SBS}	1.084	1.096	1.205	1.32	1.62
L_{HBS}	1.26	1.29	1.637	2.09	3.02
T_L^{SBS} [K T_a]	25	29	61	95	184
T_L^{HBS} [K T_a]	77	86	189	324	600
T_{sys}^{SBS} [K T_a]	498	507	584	666	879
T_{sys}^{HBS} [K T_a]	623	644	892	1215	1877
m [10^{-3}]	3.210	3.106	2.242	1.646	1.066

$$D \approx \frac{\ln 10}{10} \cdot F \qquad \text{bzw.} \qquad D \approx 0.23026 \cdot F \tag{94A}$$

$$D_{SBS}(\nu, 297\,K) = \frac{D_{20\lambda}(\nu, 297\,K)}{D_{20\lambda}(32\,GHz, 297\,K)} \cdot D_{SBS}(32\,GHz, 297\,K) \tag{95}$$

Es wird dabei angenommen, daß die Rauschzahlen von Horn und Richtkoppler ein ähnliches Frequenzverhalten aufweisen wie die auf die Empfangsfrequenz normierten Längen der 20λ-Hohlleiterstücke. Datenblätter der Firma Electromagnetic Sciences, Inc. (1973) lieferten die Eckdaten für die Rauschzahlen $F_{DS}(\nu, 297\,K)$ der Dickeschalter. Die in (93) postulierte Konstanz der Rauschzahl der 1. Verstärkerstufe $F_{1.V}$ über das Empfangsfrequenzintervall

ergibt hier:

$$T_V = 416 \text{ [K } T_a\text{]} \tag{96}$$

Zusätzlich folgt aus (91), (92) und (93) für alle Empfangsfrequenzen (und beliebige T_p):

$$\begin{aligned} T_{Ant}^{HBS} \equiv T_{Ant}^{SBS} &= 22 \text{ [K } T_a\text{]} \\ T_D &= 2 \text{ [K } T_a\text{]} \\ T_\Delta &= 0 \text{ [K } T_a\text{]} \\ n &= 0 \\ (\Delta\nu \cdot \tau)^{-1/2} &= 3.333 \cdot 10^{-5} \end{aligned} \tag{97}$$

Tabelle 4 und Abbildung 23 zeigen das Verhalten der Gesamtschwankungen $\Delta\tilde{T}$ in Abhängigkeit von Empfangsfrequenz ν und Verstärkungsschwankungen $\Delta G/G$ bei Zimmertemperatur (T_p = 297 [K]) für beide Empfangskonzepte.

Nun zur Berechnung der Gesamtschwankungen $\Delta\tilde{T}$ (Konzept, ν, $\Delta G/G$) bei einer Kühlkreistemperatur von T_p = 78 [K].

T_p = 78 [K]:

Tabellen 5 und 6 sind die zu Tabellen 3 und 4 analogen Tabellen. Die Rauschzahlen pro Einheitslängen von OFHC-Kupfer-Hohlleitern $F_{Cu}^{exp}(\nu, 78\,K)$ werden mit Formel (102) aus den Zimmertemperaturwerten $F_{Cu}^{exp}(\nu, 297\,K)$ errechnet (abgeleitet aus Tischer (1979)). Vor den Extrapolationsüberlegungen müssen auch hier analog zu Gleichung (95) alle Rauschzahlen F [dB] zunächst mit (94) in dimensionslose "Dämpfungseffektivitäten" D umgewandelt werden.

Die Überlegung, daß die theoretische "Dämpfungseffektivität" eines Hohlleiterstücks durch Abmessungsungenauigkeiten, Exzesseffekte und physikalische Temperatur vergrößert wird, führt auf Gleichung (98), die analog zu Tischer (1979) die Hohlleitertheorie mit den experimentell gefundenen Werten verbindet. Dabei sei hier vorausgesetzt, daß Einflüsse durch Abmessungsungenauigkeiten K_{Cu}^{dim} und Exzessdämpfung K_{Cu}^{excess} jeweils bei beiden Temperaturen

Tabelle 4: Gesamtschwankungen in Abhängigkeit von Empfangsfrequenz ν und Verstärkungsschwankungen ΔG/G bei T_p = 297 [K]

$\frac{\Delta G}{G}$	ν [GHz] λ [mm]	4.75 63	10.7 28	32 9.4	75 4	100 3
0	$\Delta\tilde{T}_{SBS}$ [mK T_a]	23.5	23.9	27.5	31.4	41.4
	$\Delta\tilde{T}_{HBS}$ "	29.3	30.3	42.0	57.2	88.5
10^{-6}	$\Delta\tilde{T}_{SBS}$ "	24.2	24.6	28.4	32.3	42.7
	$\Delta\tilde{T}_{HBS}$ "	29.3	30.3	42.0	57.2	88.5
10^{-5}	$\Delta\tilde{T}_{SBS}$ "	30.5	31.1	35.8	40.8	53.9
	$\Delta\tilde{T}_{HBS}$ "	29.3	30.3	42.0	57.3	88.5
$(4.21\pm0.95)10^{-5}$	$\Delta\tilde{T}_{SBS}$ "	53.1	54.1	62.3 ±5.5	71.1	93.8
	$\Delta\tilde{T}_{HBS}$ "	29.4	30.4	42.1	57.3	88.5
10^{-4}	$\Delta\tilde{T}_{SBS}$ "	93.9	95.6	110	126	166
	$\Delta\tilde{T}_{HBS}$ "	29.5	30.5	42.2	57.5	88.9
10^{-3}	$\Delta\tilde{T}_{SBS}$ "	728	741	853	973	1290
	$\Delta\tilde{T}_{HBS}$ "	32.5	33.6	46.9	64.9	106
10^{-2}	$\Delta\tilde{T}_{SBS}$ "	7070	7190	8290	9450	12500
	$\Delta\tilde{T}_{HBS}$ "	111	117	182	279	561
10^{-1}	$\Delta\tilde{T}_{SBS}$ "	70500	71700	82600	94200	124000
	$\Delta\tilde{T}_{HBS}$ "	1040	1090	1740	2700	5500

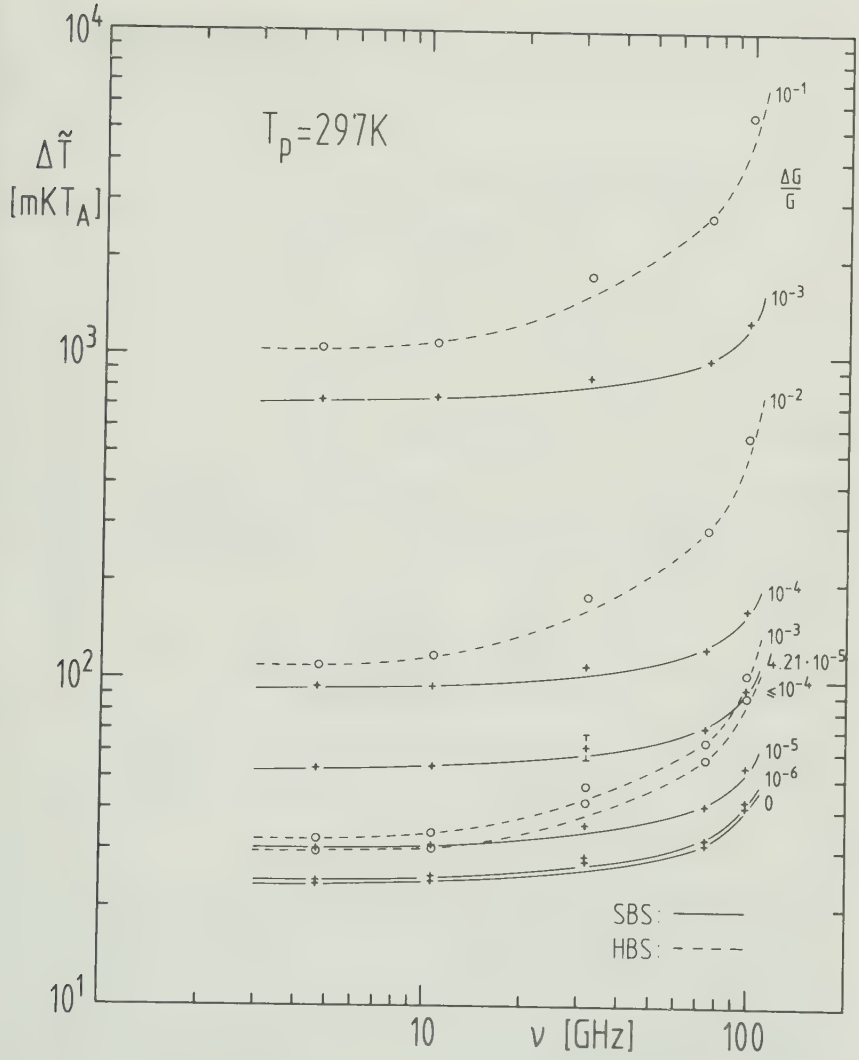


Abb. 23: Gesamtschwankungen $\Delta\tilde{T}$ (Konzept, ν, $\Delta G/G$) der 2H2V-Modellsysteme mit "Kühlkreis" auf Zimmertemperatur (T_p = 297 K)

gleich groß sind (100). Die Änderung der per Definition frequenzunabhängigen Gleichstromleitfähigkeit K_{Cu}^{dc} mit der Temperatur wird von Gleichung (99) erfaßt.

$$D_{Cu}^{exp}(\nu,T) = K_{Cu}(\nu,T) \cdot D_{Cu}^{th}(\nu,T_o) \tag{98}$$

mit: $K_{Cu}(\nu,T) = K_{Cu}^{dc}(T) \cdot K_{Cu}^{dim}(\nu,T) \cdot K_{Cu}^{excess}(\nu,T)$

$$K_{Cu}^{dc}(T) = \sqrt{\sigma_{Cu}^{T_o} / \sigma_{Cu}^{T}} \tag{99}$$

Näherung: $$K_{Cu}(\nu,T) = K_{Cu}^{dc}(T) \cdot K_{Cu}^{dim}(\nu) \cdot K_{Cu}^{excess}(\nu) \tag{100}$$

Bei Kenntnis des experimentellen Werts D_{Cu}^{exp} für die Bezugstemperatur T_o kann der aus der Hohlleitertheorie abgeleitete Wert $D_{Cu}^{th}(\nu,T_o)$ in (98) durch erneute Anwendung von (98) eliminiert werden. Näherung (100) führt dann zu:

$$D_{Cu}^{exp}(\nu,T) = \frac{K_{Cu}^{dc}(T) \cdot K_{Cu}^{dim}(\nu) \cdot K_{Cu}^{excess}(\nu)}{K_{Cu}^{dc}(T_o) \cdot K_{Cu}^{dim}(\nu) \cdot K_{Cu}^{excess}(\nu)} \; D_{Cu}^{exp}(\nu,T_o)$$

Kürzen und Einsetzen von (99) ergibt:

$$D_{Cu}^{exp}(\nu,T) = \sqrt{\sigma_{Cu}^{T_o} / \sigma_{Cu}^{T}} \; D_{Cu}^{exp}(\nu,T_o) \tag{101}$$

Im vorliegenden Fall (s. (93)):

$$D_{Cu}^{exp}(\nu, 78\,K) = 0.381 \cdot D_{Cu}^{exp}(\nu, 297\,K) \tag{102}$$

Die Größen $D_{HBS}(\nu, 78\,K)$ und $D_{SBS}(\nu, 78\,K)$ können dann bei vorausgesetzter Ähnlichkeit des Temperaturverhaltens zu D_{Cu}^{exp} mit Gleichung (103) aus den Zimmertemperaturwerten extrapoliert werden. Die Umrechung von "Dämpfungseffektivitäten" D zurück in Rauschzahlen F [dB] erfolgt dann mit (94).

$$D_{\ell}(\nu, 78\,K) = \frac{D_{Cu}^{exp}(\nu, 78\,K)}{D_{Cu}^{exp}(\nu, 297\,K)} \; D_{\ell}(\nu, 297\,K) \; ; \quad \ell \in \{HBS, SBS\} \tag{103}$$

Tabelle 5: Überblick über berechnete Zahlenwerte (unabhängig von ΔG/G) bei T_P = 78 [K]

ν [GHz]	4.75	10.7	32	75	100
λ [mm]	63	28	9.4	4	3
Hohlleitertyp	WR 187	WR 90	WR 28	WR 12	WR 8
F_{Cu}^{exp} [dB/m]	0.017	0.042	0.25	0.79	1.40
F_{SBS} [dB]	0.13	0.15	0.29	0.42	0.69
F_{HBS} [dB]	0.35	0.39	0.70	0.96	1.3
L_{SBS}	1.030	1.035	1.069	1.102	1.172
L_{HBS}	1.084	1.094	1.175	1.247	1.349
T_L^{SBS} [K T_a]	2.4	2.7	5.4	7.9	13.4
T_L^{HBS} [K T_a]	6.5	7.3	13.6	19.3	27.2
T_{sys}^{SBS} [K T_a]	137	138	144	150	163
T_{sys}^{HBS} [K T_a]	147	149	164	177	196
m [10^{-3}]	13.63	13.46	12.22	11.28	10.19

Die in (93) postulierte Konstanz der Rauschzahl der 1. Verstärkerstufe $F_{1.V}$ über das Empfangsfrequenzintervall ergibt hier:

$$T_V = 109 \text{ [K } T_a\text{]} \tag{104}$$

Die Verhältnisse (97) sind unabhängig von der Kühlkreistemperatur und gelten deshalb auch in diesem Fall. In Abbildung 24 ist das Verhalten der Gesamtschwankungen für T_P = 78 [K] in zu Abbildung 23 analoger Weise dargestellt.

Alle Kurven in Abbildungen 23 und 24 weisen Gradienten auf, die zu höheren Empfangsfrequenzen hin anwachsen, wobei das Frequenzintervall kleiner Gradienten beim SBS stärker ausgeprägt ist als beim HBS. Dieses Frequenzintervall dehnt sich mit kleiner werdender Kühlkreistemperatur T_P zu höheren Empfangsfrequenzen hin aus. Für HBS-Systeme bringen Verstärkungsschwankungen $< 10^{-4}$ keine Verbesserung der Gesamtschwankungen (≡ Systemempfind-

Tabelle 6: Gesamtschwankungen in Abhängigkeit von Empfangsfrequenz ν und Verstärkungsschwankungen $\Delta G/G$ bei T_P = 78 [K]

$\frac{\Delta G}{G}$	ν [GHz] λ [mm]	4.75 63	10.7 28	32 9.4	75 4	100 3
0	$\Delta\tilde{T}_{SBS}$ [mK T_a]	6.46	6.51	6.79	7.07	7.68
	$\Delta\tilde{T}_{HBS}$ "	6.88	6.98	7.68	8.30	9.19
10^{-6}	$\Delta\tilde{T}_{SBS}$ "	6.65	6.70	6.99	7.28	7.91
	$\Delta\tilde{T}_{HBS}$ "	6.88	6.98	7.69	8.30	9.19
10^{-5}	$\Delta\tilde{T}_{SBS}$ "	8.40	8.46	8.82	9.19	9.99
	$\Delta\tilde{T}_{HBS}$ "	6.90	6.99	7.70	8.31	9.21
$(4.21\pm0.95)10^{-5}$	$\Delta\tilde{T}_{SBS}$ "	14.6	14.7	15.4	16.0	17.4
	$\Delta\tilde{T}_{HBS}$ "	6.94	7.04	7.74	8.36	9.25
10^{-4}	$\Delta\tilde{T}_{SBS}$ "	25.8	26.0	27.2	28.3	30.7
	$\Delta\tilde{T}_{HBS}$ "	7.02	7.12	7.83	8.44	9.33
10^{-3}	$\Delta\tilde{T}_{SBS}$ "	200	202	210	219	238
	$\Delta\tilde{T}_{HBS}$ "	8.21	8.30	9.03	9.65	10.6
10^{-2}	$\Delta\tilde{T}_{SBS}$ "	1940	1960	2040	2130	2310
	$\Delta\tilde{T}_{HBS}$ "	17.0	17.1	18.4	19.5	21.4
10^{-1}	$\Delta\tilde{T}_{SBS}$ "	19400	19500	20400	21200	23100
	$\Delta\tilde{T}_{HBS}$ "	80.7	82.0	91.9	101	118
1	$\Delta\tilde{T}_{SBS}$ "	194000	195000	204000	212000	231000
	$\Delta\tilde{T}_{HBS}$ "	686	700	801	898	1080

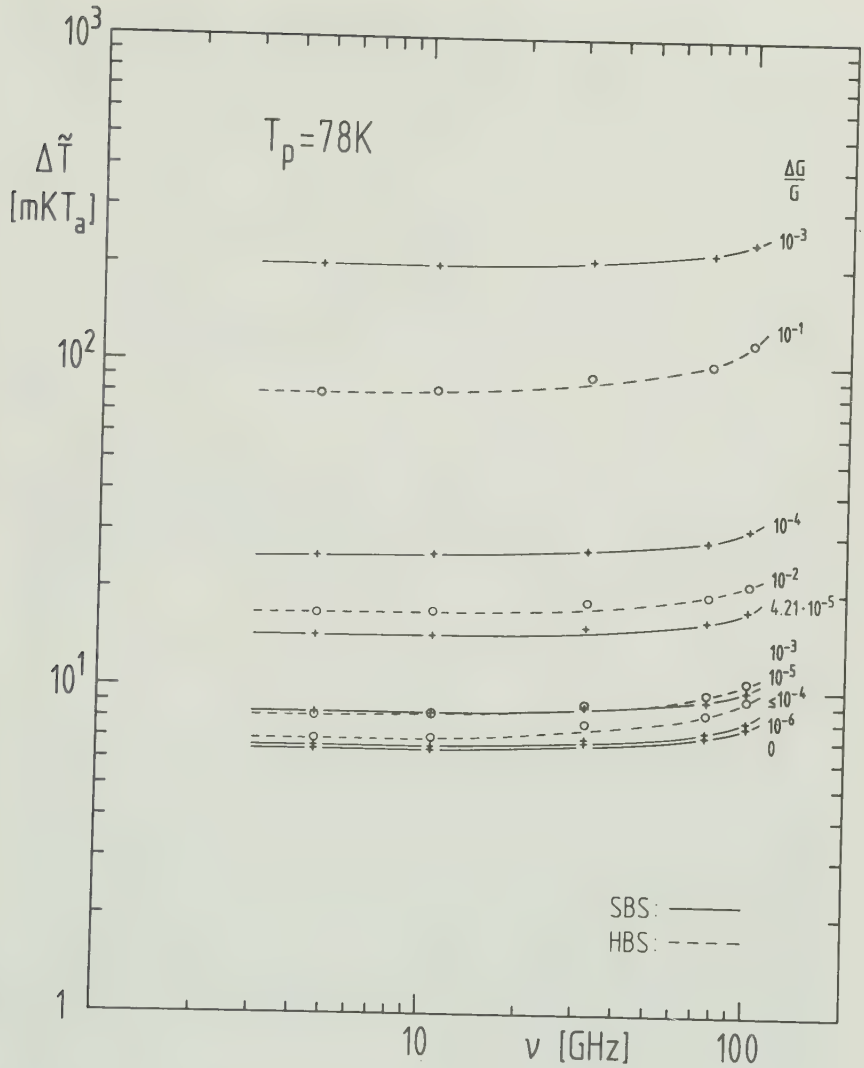


Abb. 24: Gesamtschwankungen $\Delta\tilde{T}$ (Konzept, ν, ΔG/G) der 2H2V-Modellsysteme mit Kühlkreis auf der Temperatur von flüssigem Stickstoff (T_P = 78 K)

lichkeit). Deshalb ist es bei extrem stabilen Systemen, im Hinblick auf eine erhöhte Systemempfindlichkeit, günstiger, das SBS-Konzept anzuwenden. Für 297 K-Systeme liegt diese magische Grenze je nach Empfangsfrequenz zwischen $1 \cdot 10^{-5}$ und $4 \cdot 10^{-5}$, und für 78 K-Systeme erhöhen sich die Anforderungen an die Stabilität auf $\Delta G/G$-Werte ziwschen $2 \cdot 10^{-6}$ und $8 \cdot 10^{-6}$. Im Sinne einer realistischen Einordnung der hier diskutierten Rechenergebnisse sei noch einmal auf die zugrundeliegenden Annahmen $\delta L = 0$, $\delta T_V = 0$ und $\Delta\nu = 900$ MHz hingewiesen. Außerdem besitzt ein typisches Doppelhorn-HBS-System, im Gegensatz zum hier verwendeten 2H2V-HBS-Modellsystem (vgl. Kapitel 3.1.1), nur einen Verstärkerzug für beide Hörner, so daß es im Vergleich zu einem typischen Doppelhorn-SBS-System mit seinen konzeptionell erforderlichen zwei Verstärkerzügen einen zusätzlichen Empfindlichkeitsverlust um den Faktor $\sqrt{2}$ hinnehmen muß. Eine derart abgewandelte Betrachtungsweise würde die Ergebnisse des HBS-SBS-Vergleichs, besonders bzgl. der 78 K-Kältestufe, weiter zugunsten des neuen Software-Beam-Switching (SBS) Konzepts verschieben. Die generellen Vorteile von SBS wurden bereits in Kapitel 2 diskutiert.

3.2 Eichung

3.2.1 Eichquellen

Zur Kalibrierung der Gesamtintensität wurden während der Messungen die astronomischen Quellen NGC 7027, 3C 286 und 3C 48 beobachtet. Um ihre (integrierten) Flüsse bei 32 GHz zu erhalten, werden die in Abbildung 25 dargestellten extrapolationen bzgl. ausgewählter Literaturwerte (Tabelle 8) durchgeführt. Bei einem Vergleich dieser Quellen anhand der Meßdaten stellt sich heraus, daß die als punktförmig vorausgesetzte Quelle 3C 48 systematisch zu hohe Flußwerte S_{INT}^{ExpX} aufweist. Da die übrigen beiden Eichquellen hinreichend häufig gemessen worden waren und zudem den gesamten Elevationsbereich überstreichen, kann auf die Benutzung von 3C 48 als Flußkalibrator verzichtet werden.

Wegen des relativ hohen Auflösungsvermögens des Effelsberger 100 m-Spiegels bei 32 GHz folgt nun eine Untersuchung der Punktförmigkeit für obengenannte Objekte (Tabelle 9). Die aktive Galaxis 3C 84 wird ebenfalls mit einbezogen, weil diese extrem starke Quelle zur Aufnahme des Antennendiagramms

Tabelle 7: Literaturwerte extrapoliert auf 32 GHz Empfangsfrequenz (aus Abb. 25)

Quelle	Integrierter Fluß $S_{INT}^{Fit} \pm \Delta S_{INT}^{Fit}$ [Jy]	Relativer Fehler $\pm (\Delta S_{INT}^{Fit}/S_{INT}^{Fit})$ [%]
NGC 7027	5.731 ± 0.062	± 1.1
3C 286	2.154 ± 0.027	± 1.3
3C 48*	0.719 ± 0.010	± 1.3

*Extrapolierter Literaturwert nicht verträglich mit Meßwert (S_{GFit} = (1.0 ± 0.1) Jy)

(Abb. 8a) gedient hat.

Das Auflösungsvermögen des 100 m- Spiegels bei 32 GHz, d.h. die Halbwertsbreite, unter der eine punktförmige Quelle vom Instrument abgebildet wird, kann aus den 32 GHz-Meßdaten des QSOs 3C 286 ermittelt werden. Dies ist trotz des 20"-Halos möglich, weil dazu Einzelabdeckungen ($\sigma \approx 40$ [mJy/Keule]) verwendet werden, deren relatives rms-Rauschen mit $\approx$ -17 [dB/Keule] mehr als eine Größenordnung über der relativen Halointensität von -28 [dB/Keule] liegt und somit nicht in die gefittete zweidimensionale Gaußkurve eingehen kann. Die aus den Meßdaten ermittelten Quellenhalbwertsbreiten HPQW von 3C 84 und 3C 48 entsprechen der Punktquellendefinition HPBW aus Tabelle 9. Es ist hier darüber hinaus zulässig, 3C 84 zur Aufnahme des Errorbeams (Abb. 8b) heranzuziehen, weil ihre relative Halointensität mit -42 [dB/Keule], trotz Summation dreier Abdeckungen, noch um eine Größenordnung unter dem dann erreichten relativen rms-Rauschen von -32 [dB/Keule] liegt. Der galaktische planetare Nebel NGC 7027 ist bei der vorliegenden Auflösung nicht mehr punktförmig, da die Beobachtungen im Mittel eine Quellenhalbwertsbreite von $HPQW_{NGC\ 7027}$ = (28.02 ± 0.16) ["] aufweisen, was nach vorausgesetzter Gaußförmigkeit von Quelle und Antennenhauptkeule durch Dekonvolvierung (105) auf einen tatsächlichen Winkeldurchmesser $\Theta_{NGC\ 7027}^{Exp}$ = (9.0 ± 1.0) ["] führt. Diese Quellenausdehnung (-3 dB) liegt geringfügig über dem auf Interferometerdaten (5 GHz) beruhenden Wert $\Theta_{NGC\ 7027}^{Lit}$ = (7.1 ± 0.8) ["] aus Scott (1973).

$$\Theta = \sqrt{(HPQW)^2 - (HPBW)^2} \qquad (105)$$

Tabelle 8: Literaturwerte (Datenbasis für Abb. 25)

NGC 7027			3C 48			3C 286		
Lit	ν [GHz]	$S_{INT}^{Lit} \pm \Delta S_{INT}^{Lit}$ [Jy]	Lit	ν [GHz]	$S_{INT}^{Lit} \pm \Delta S_{INT}^{Lit}$ [Jy]	Lit	ν [GHz]	$S_{INT}^{Lit} \pm \Delta S_{INT}^{Lit}$ [Jy]
B	10.7	6.43 ± 0.25	K	0.080	89.80 ± 13.00	K	1.400	14.80 ± 0.70
B	15.0	6.16 ± 0.02	K	0.160	69.80 ± 9.10	K	1.410	14.92 ± 0.73
E	15.5	5.95 ± 0.55	K	0.178	55.93 ± 2.90	K	2.695	10.30 ± 0.82
B	22.235	5.86 ± 0.5	K	0.318	37.38 ± 1.40	K	2.695	10.37 ± 0.11
U	31.4	5.52 ± 0.32	K	0.365	46.81 ± 2.69	K	2.700	10.48 ± 0.53
H	35.0	5.6 ± 0.5	K	0.408	42.41 ± 3.02	K	5.000	7.48 ± 0.09
A	43.0	5.43 ± 0.5	K	0.750	26.97 ± 0.34	K	5.000	7.43 ± 0.37
U	90.0	5.27 ± 0.15	K	0.750	25.50 ± 1.30	B	8.000	5.38 ± 0.5
U	150.0	4.5 ± 0.5	K	1.400	15.70 ± 0.80	K	10.695	4.64 ± 0.14
EL	300.0	4.8 ± 1.0	K	1.400	15.90 ± 0.53	K	14.900	3.46 ± 0.03
			K	2.695	9.07 ± 0.10	B	22.235	2.55 ± 0.3
			K	2.695	9.10 ± 0.73	S	79.0	1.7 ± 0.4
			K	2.700	9.17 ± 0.46			
			K	5.000	5.33 ± 0.27			
			K	5.000	5.37 ± 0.07			
			B	8.000	3.31 ± 0.17			
			K	10.695	2.56 ± 0.08			
			K	14.900	1.73 ± 0.01			
			B	22.235	1.11 ± 0.06			
			EN	300.0	0.4 ± 0.3*			

*abgeschätzt aus $S_{INT}^{Lit}(300\,GHz) < 0.7$ [Jy]

A : Altenhoff et al. (1980)
B : Baars et al. (1977)
EL: Elias et al. (1978)
EN: Ennis et al. (1982)
H: Hachenberg et al. (1976)
K: Kühr et al. (1981)
S: Steffen et al. (1979)
U: Ulich (1981)

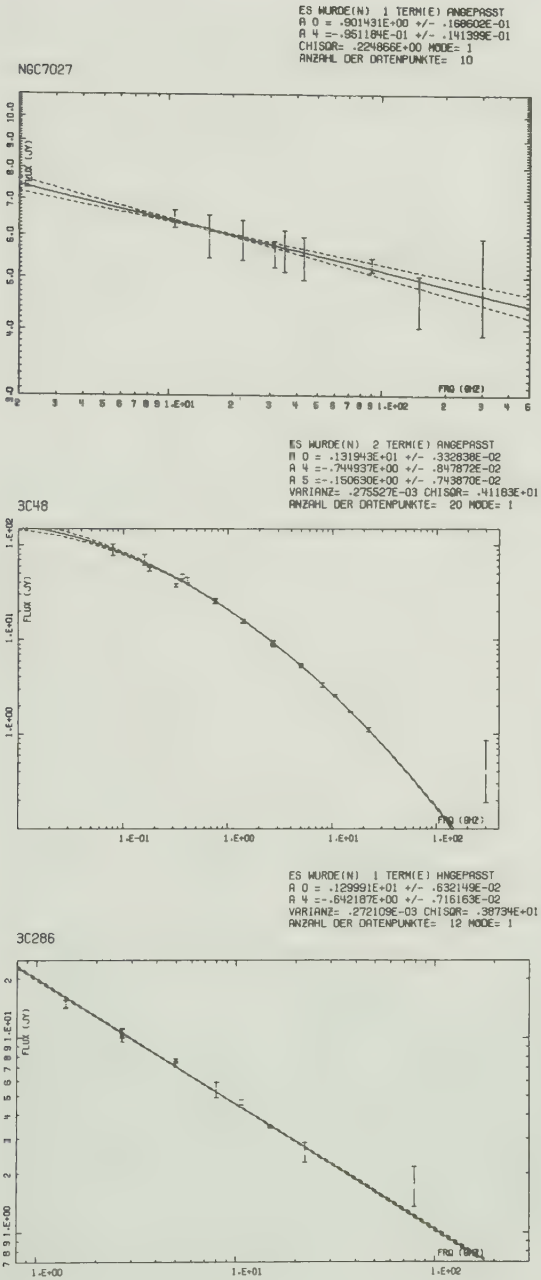


Abb. 25:

Ermittlung der (integrierten) Eichquellenflüsse bei 32 GHz aus Literaturwerten (Tab. 8). Die gestrichelten Kurven geben wie immer den Fehler zu jeder durchgezogenen Kurve, die nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ermittelt wird, an. Die Fehler selbst werden mit Hilfe der zugehörigen vollständigen Fehlermatrix errechnet.

Tabelle 9: Punktförmigkeit bei 32 GHz
Punktquellendefinition aus 3C 286-Daten: HPBW = 26".5 ± 0".3 (≡ Auflösungsvermögen bei 32 GHz)

Quelle	Literatur						Experiment	
	Äquatoriale Position (des Kerns)		Winkeldurchmesser (-3 dB)		Relative Halointensität*	Ref.	Gefittete Gaußkurve	Ausdehnungs-faktor
	α_{50} [hms±s]	δ_{50} [°'"±"]	Θ_{Kern} ["]	Θ_{Halo} ["]	[dB/Keule]		HPQW ["±"]	F
NGC 7027	21 05 09.4	42 02 03	7.1	—	—	S,U	28.02 ±0.16	1.118 ±0.028
3C 286	13 28 49.653 ±0.004	30 45 58.79 ±0.05	<1	≈ 20	-28	M,RE	26.54 ±0.27	1 (Def.)
3C 84	03 16 29.562 ±0.003	41 19 51.99 ±0.04	≈0.038	≈ 300	-42	C,PT, RE	26.91** ±0.30	1
3C 48	01 34 49.827 ±0.002	32 54 20.63 ±0.04	≈0.035	≤ 1	-23	C,RE	27.33** ±0.70	1

*bezogen auf Keule = 26".5 bei ν = 32 GHz

**Fehlerintervall überlappt mit Fehlerintervall der Punktquellendefinition

C : Clarke et al. (1969)
M : Matthews et al. (1963)
PT: Perley und Tuffs (1984)
RE: Ryle und Elsmore (1973)
S : Scott (1973)
U : Ulich (1981)

Es sei hier der experimentelle Wert $\Theta^{Exp}_{NGC\ 7027}$ zugrunde gelegt, so daß nach (106) ein Ausdehnungsfaktor F = 1.118 ± 0.028 stets auf mittels Gaußkurvenfits bestimmte Maximumswerte S^{Exp}_{GFit} angewandt werden muß, um den zur Eichung benötigten integrierten Fluß zu erhalten.

$$F = (HPQW/HPBW)^2 \qquad (106)$$

Diese Methode liefert viel genauere Resultate als die für annähernd punktförmige Quellen äußerst ungeeignete direkte Quellenintegration. Die in Abbildung 4 (Kapitel 2.2) dargestellte Eichkurve stützt sich ausschließlich auf NGC 7027 und 3C 286 und liefert die elevationsabhängigen Skalierungsfaktoren J(EL) für alle in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse. Eine auf der Grundlage von Versuchen erkannte Gleichförmigkeit der mittleren Atmosphärendämpfung bei konstanter Elevation während der Meßperioden (sehr gutes Wetter) ermöglicht eine derartige Vorgehensweise. Ausdruck (107) beschreibt die vorliegenden Verhältnisse.

$$J_{Fit} = J_o \cdot \exp(\tau / \sin EL) \qquad \text{Extinktionsrelation} \qquad (107A)$$

$$\text{mit} \quad J = 10^6 \ \frac{S^{Fit}_{INT}}{S^{Exp}_{INT}} \qquad (107B)$$

$$\kappa_{Zenit} = 1 - \exp(-\tau) \qquad \text{Zenitabsorption} \qquad (107C)$$

J_o	=	(387 ± 17)	[μJy/AU]
τ	=	(9.6 ± 2.2)	[%]
κ_{Zenit}	=	(9.2 ± 2.0)	[%]

Fit-Werte aus Abb. 4 (107D)

Weitere Aspekte der Eichprozedur, insbesondere der Begriff der "Feineichung", der die Notwendigkeit der Dekonvolvierung von astronomischer Quelle und Antennendiagramm meint, werden in Kapitel 2.2 abgehandelt. Symbolerklärungen siehe Kapitel 3.2.2 (Tabelle 12).

3.2.2 Formelsammlung und Fehlerrechnung

Dieses Kapitel dient ausschließlich der Zusammenfassung der wichtigsten Fehlerrechnungen und beschränkt sich, abgesehen von einigen Ausnahmen, auf die Angabe von Formeln und Symbolerklärungen. Hinweise in geschweiften Klammern stellen den Bezug zu den einzelnen Kapiteln her.

Die nach Tabelle 10 erhaltenen Skalierungsfaktoren J(EL) werden mit ihren zugehörigen Fehlern ΔJ logarithmisch (ln) gegen die Elevation EL aufgetragen, um die Größen J_0 und τ bzgl. der Extinktionsrelation (107A) nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate optimal anzupassen (Abb. 4). Da die Streuung der J(EL) deutlich größer ist als aufgrund der errechneten Fehlerbalken zulässig wäre, muß noch zusätzlich mindestens ein relativ großer systematischer Fehler eine Rolle im Empfangssystem (SBS-Prototyp) spielen. Die Markierung der jeweils zu einem Horn (≡ Empfangsbox; vgl. Kapitel 2.2.1) gehörigen J(EL) ergibt, daß jede der beiden so gebildeten Wertemengen für sich relativ großen Schwankungen unterworfen ist, die jedoch im statistischen Mittel dem Verlauf der angepaßten Extinktionskurve folgen. Abbildung 26 soll einen schematisierten Eindruck der Verhältnisse geben, wobei der im zeitlichen Mittel konstante Angleichfaktor V_{12} nicht wie in Abbildung 4 auf die J(EL) von Horn II angewandt wird. Da die Messungen stets mit kontinuierlicher Kalibration (Haslam et al., 1974) durchgeführt werden, bleiben als mögliche Ursachen entweder Effekte, die vor den Einspeisepunkten der Rauschdioden auf die empfangenen Wellen einwirken, oder die ungenügende Konstanz der Rauschdioden selbst (s. Abb. 2). Ein als Ursache in Frage kommender Effekt wäre z.B. die nachgewiesene Ausbildung stehender Wellen zwischen Sekundärreflektor und Abdeckplane der Sekundärfokuskabine.

Lediglich um die Grundlage für die statistische Ermittlung der "mittleren Extinktionskurve" zu vergrößern, faßt der Angleichfaktor V_{12} die Datensätze beider Hörner vor dem Fit zusammen (Abb. 4). Da die Fehlerbalken ΔJ in etwa gleich groß sind und die Streuung der J(EL) ohnehin dominiert, bleibt die Größe der Fehlerbalken im Fit unberücksichtigt. Abbildung 27 zeigt den aus Abbildung 4 anhand der gestrichelten Fehlerkurven und der durchgezogenen "mittleren Extinktionskurve" ermittelten relativen Skalierungsfehler. Im Vorgriff auf Kapitel 5 sei hier erwähnt, daß die hier zur

Tabelle 10: Berechnung der Eichkurven und Eichparameter

Formel	Erläuterung
$S^{Lit}_{INT}(\nu) \pm \Delta S^{Lit}_{INT}$ (108)	Δ aus Literatur {3.2.1}
$S^{Fit}_{INT}(32GHz) \pm \Delta S^{Fit}_{INT}$ (109)	Δ aus vollst. Fehlermatrix zu Fit {3.2.1}
$S^{ExpX}_{INT}(32GHz) = \begin{cases} S^{ExpX}_{GFit}(32GHz) & \text{bei Punktquelle} \\ F \cdot S^{ExpX}_{GFit}(32GHz) & \text{bei annähernder Punktförmigkeit} \end{cases}$ (110)	ΔS^{ExpX}_{GFit} aus Gaußfit; ΔF aus (111) X $\in$ {I,II} ; {3.2.1}
$\Delta S^{ExpX}_{INT} = \pm \begin{cases} \Delta S^{ExpX}_{GFit} \\ S^{ExpX}_{INT} \cdot ((\Delta F/F)^2 + (\Delta S^{ExpX}_{GFit} / S^{ExpX}_{GFit})^2)^{1/2} \end{cases}$	
$F(Quelle) = (HPQW/HPBW)^2$ (111)	ΔHPQW und ΔHPBW aus Gaußfit {3.2.1}
$\Delta F = \pm 2F ((\Delta HPQW/HPQW)^2 + (\Delta HPBW/HPBW)^2)^{1/2}$	

Tabelle 10 (Forts.)

Formel	Erläuterung
$J(EL) = \begin{cases} 10^6 \, (S_{INT}^{Fit} / S_{INT}^{ExpI}(EL)) & \text{bei Horn I} \\ 10^6 \, (S_{INT}^{Fit} / (V_{12} \cdot S_{INT}^{ExpII}(EL))) & \text{bei Horn II} \end{cases}$ (112)	ΔS_{INT}^{Fit} aus (109); ΔS_{INT}^{Exp} aus (110); ΔV_{12} aus (113) {2.2.2/3.2.1}
$\Delta J = \pm \begin{cases} J \cdot ((\Delta S_{INT}^{Fit}/S_{INT}^{Fit})^2 + (\Delta S_{INT}^{ExpI}/S_{INT}^{ExpI})^2)^{1/2} \\ J \cdot ((\Delta S_{INT}^{Fit}/S_{INT}^{Fit})^2 + (\Delta S_{INT}^{ExpII}/S_{INT}^{ExpII})^2 + (\Delta V_{12}/V_{12})^2)^{1/2} \end{cases}$	
$V_{12} = (S_{GFit}^{ExpI} / S_{GFit}^{ExpII})$ (113)	ΔS_{GFit}^{ExpI} und ΔS_{GFit}^{ExpII} aus Gaußfit {2.2.2/3.1.1/3.1.3/3.2.1}
$\Delta V_{12} = \pm V_{12} \cdot ((\Delta S_{GFit}^{ExpI} / S_{GFit}^{ExpI})^2 + (\Delta S_{GFit}^{ExpII} / S_{GFit}^{ExpII})^2)^{1/2}$	

Eichung abgeleiteten Skalierungsfaktoren $J_{Fit}(EL)$ der "mittleren Extinktionskurve" mit ihren relativen Skalierungsfehlern $(\Delta J/J)_{Fit}$ bei der Anwendung auf interessierende astronomische Objekte zu extremer Verträglichkeit mit integrierten Flußspektren aus der Literatur führen. Diese Übereinstimmung soll als Untermauerung für die vorgeschlagene Betrachtungsweise dienen. Abschließend sei noch darauf hingewiesen, daß auf die Bestimmung der Teleskopfunktion (Ruze, 1952) bewußt verzichtet worden ist, weil es aufgrund der bestehenden Verhältnisse (Abb. 4) nicht sinnvoll er-

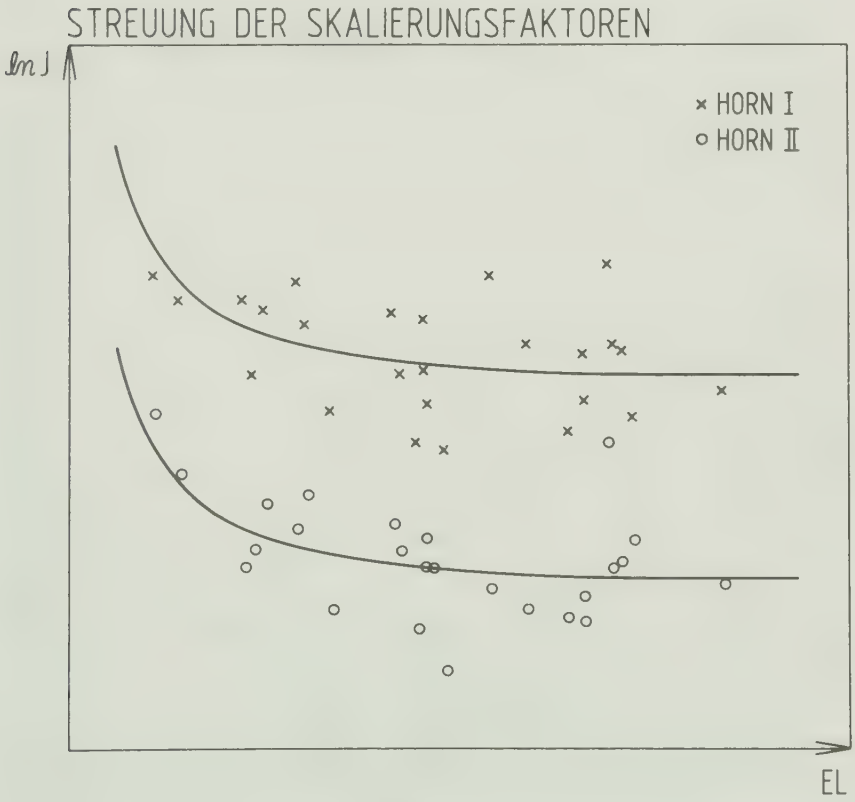


Abb. 26: Streuung der Skalierungsfaktoren J(EL) ohne Anwendung des Angleichfaktors V_{12}

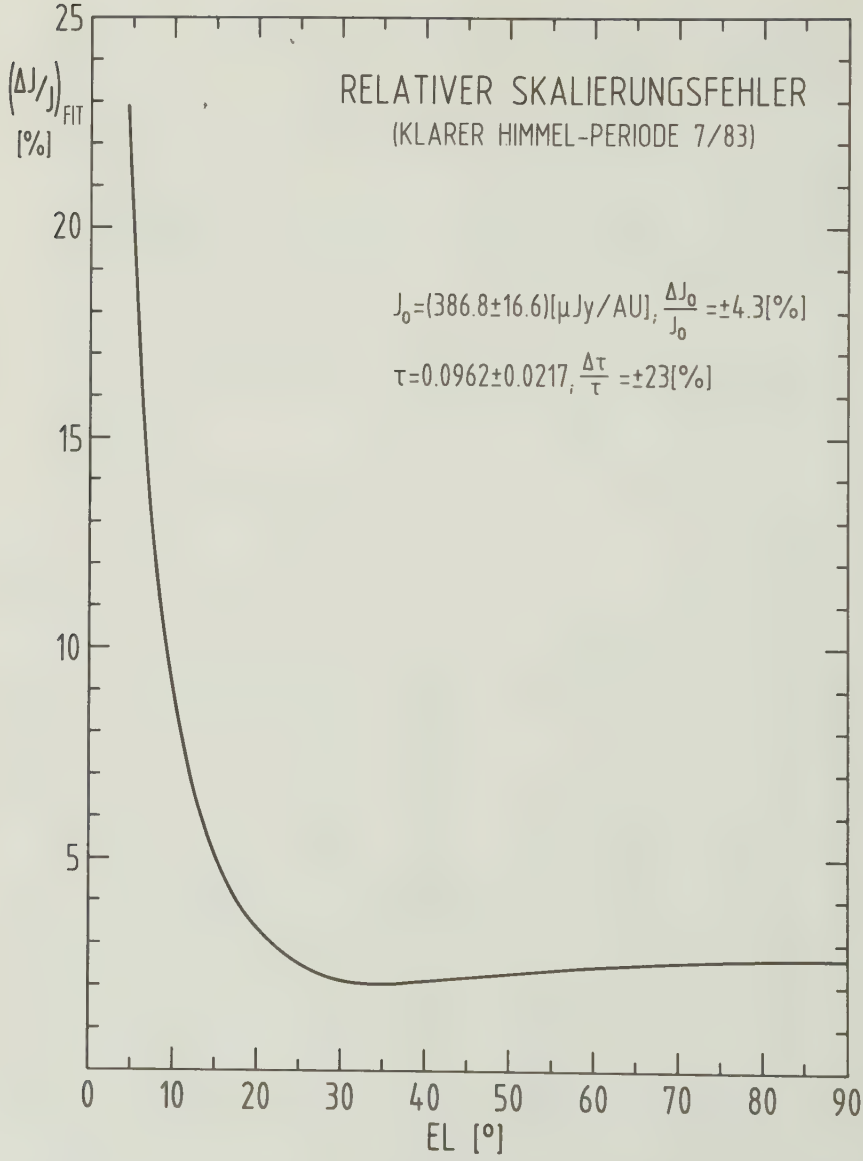


Abb. 27: Relativer Skalierungsfehler, aus dem Fit in Abb. 4 ermittelt. Für ΔJ_{Fit} wird die vollständige Fehlermatrix angewandt.

Tabelle 11: Berechnung von Flußwerten aus geeichten Kartierungen

Formel		Erläuterung
$\lim_{EL_Q \to EL_{AD}} \Delta_{CL} = 0$	(114)	
$\Delta_{CL}^{7/83} = 2$ [%]	(115)	Δ aus Abschätzung für Periode 7/83
$\Delta_R = 3$ [%]	(116)	Δ aus Abschätzung für $F_R = 2.65$
$S_{GFit} \pm \Delta S_{PQ}$ bei unbek. Punktquelle $\Delta S_{PQ} = \pm S_{GFit} (\overline{(\Delta J/J)}_{Fit} + \Delta_{CL}^{7/83} + \Delta S_{GFit})$	(117)	$\overline{(\Delta J/J)}_{Fit}$ aus (120); $\Delta_{CL}^{7/83}$ aus (115); ΔS_{GFit} aus Gaußfit {5}
$S_{INT} = A \cdot \Omega_{Pkt}/\Omega_M$ bei unbek. ausgedehnter Quelle $\Delta S_{INT} = \pm S_{INT} (\overline{(\Delta J/J)}_{Fit} + \Delta_{CL}^{7/83} + ((\Delta A/A)^2 + (\Delta\Omega_M/\Omega_M)^2)^{1/2})$	(118)	$\overline{(\Delta J/J)}_{Fit}$ aus (120); $\Delta_{CL}^{7/83}$ aus (115); $\Delta A/A$ aus (121) {5}
$S_{GP} \pm \Delta S_{GP}$ bei Einzelwert der Zahlenmatrix $\Delta S_{GP} = \pm S_{GP} (\overline{(\Delta J/J)}_{Fit} + \Delta_{CL}^{7/83} + \Delta_R + (\sigma/S_{GP}))$	(119)	$\overline{(\Delta J/J)}_{Fit}$ aus (120); $\Delta_{CL}^{7/83}$ aus (115); Δ_R aus (116) {5}
$\overline{(\Delta J/J)}_{Fit} = \pm \frac{1}{k} \sum_{i=1}^{k} (\Delta J/J)_{Fit,i}$	(120)	$(\Delta J/J)_{Fit,i}$ aus Abb. 27 {5}
$A = \sum_{r=1}^{r_{BASIS}} (\bar{S}_r n_r) - \bar{S}_{r_{BASIS}} \cdot n$ $\Delta A = \pm\sigma (((n_i^2/n_{r_{BASIS}}) + n_i) \cdot (\Omega_{Pkt}/\Omega_M))^{1/2}$	(121)	σ ist das rms-Rauschen der Zahlenmatrix {3.1.4/5}

Tabelle 12: Symbolerklärungen

Symbol	Einheit	Erklärung
A	[Jy]	integrierter Fluß über eine ausgedehnte Quelle bezogen auf Ω_{Pkt}
D_{Gitter}	["]	Gitterpunktdurchmesser
EL_{AD}	[°]	Elevation bei Messung der Hauptkeule des Antennendiagramms
EL_{Q}	[°]	Elevation bei Messung der geometrischen Mitte einer Kartierung
F	—	Ausdehnungsfaktor einer annähernd punktförmigen Quelle
F_R	—	Rasterfaktor einer Kartierung (hier: F_R = 2.65)
HPBW	["]	Halbwertsbreite der Antennenhauptkeule (hier: HPBW = 26.″5 ± 0.″3)
HPQW	["]	Halbwertsbreite einer astronomischen Quelle
J	[μJy/AU]	Skalierungsfaktor aus Meßdaten [AU] und Literatur [Jy]
J_o	[μJy/AU]	außeratmosphärischer Skalierungsfaktor; extrapoliert mittels Fitkurve
J_{Fit}	[μJy/AU]	Skalierungsfaktor entlang der Fitkurve zu den J
n	—	Gesamtanzahl von Gitterpunkten bei der Flußintegration ($n = n_i + n_{r_{BASIS}}$)
n_i	—	Anzahl der Gitterpunkte innerhalb (d.h. ohne) des Integrationsrings des Basisniveaus
n_r	—	Anzahl der Gitterpunkte im r-ten Integrationsring
$n_{r_{BASIS}}$	—	Anzahl der Gitterpunkte im Integrationsring des Basisniveaus
S_{GFit}	[Jy]	Punktquellenfluß durch zweidim. Gaußfit in geeichter Kartierung (nach CLEAN)
S_{GFit}^{ExpX}	[AU_X]	Punktquellenfluß durch zweidim. Gaußfit in ungeeichter Kartierung zu Horn X; X ∈ {I,II} (nach MAP; vgl. Abb. 3)
S_{GP}	[Jy/Keule]	Einzelwert aus Zahlenmatrix der Kartierung (nach CLEAN)
S_{INT}	[Jy]	integrierter Fluß einer beliebigen astronomischen Quelle in geeichter Kartierung (nach CLEAN)
S_{INT}^{ExpX}	[AU_X]	integrierter Fluß einer beliebigen astron. Quelle in ungeeichter Kartierung zu Horn X; X ∈ {1,2} (nach MAP; vgl. Abb. 3)

Tabelle 12 (Forts.)

Symbol	Einheit	Erklärung
S_{INT}^{Fit}	[Jy]	integrierter Fluß aus Kurvenfit zu S_{INT}^{Lit}
S_{INT}^{Lit}	[Jy]	integrierter Fluß aus Literatur
$\bar{S}_r$	[Jy/Keule]	mittlerer Fluß im r-ten Integrationsring
$\bar{S}_{r_{BASIS}}$	[Jy/Keule]	mittlerer Fluß im Integrationsring des Basisniveaus
V_{12}	—	Angleichfaktor
$\Delta_{CL}^{7/83}$	—	mittlerer relativer Cleanfehler der Meßperiode 7/83 ($\Delta_{CL}^{7/83} = 0.02$)
Δ_R	—	maximaler relativer Rasterungsfehler bei F_R = 2.65 ($\Delta_R = 0.03$)
$\overline{(\Delta J/J)}_{Fit}$	—	arithmetisches Mittel von relativen Fehlern von Skalierungsfaktoren, deren zugehörige Einzelabdeckungen zu einer summierten Kartierung zusammengefaßt sind
Θ	["]	Halbwerts-Winkeldurchmesser (-0.5 dB) einer astronomischen Quelle
σ	[Jy/Keule]	rms-Rauschen in einer Kartierung
Ω_M	[rad^2]	Hauptkeulenraumwinkel (hier: $\Omega_M = (1.9565 \pm 0.0104) \cdot 10^{-8}$)
Ω_{Pkt}	[rad^2]	Gitterpunktraumwinkel einer Kartierung (hier: $\Omega_{Pkt} = 2.3504 \cdot 10^{-9}$)

schien, zusätzliche Parameter anzupassen.

Die Elevationsabhängigkeit des Antennendiagramms verursacht bei Anwendung des CLEAN-Prozesses (Kapitel 2.2.2) einen "Cleanfehler" Δ_{CL}, der umso kleiner wird, je dichter die Elevationen der Messungen von astronomischer Quelle EL_Q und Antennendiagramm EL_{AD} zusammenliegen (114). Das bei dem als Feineichung charakterisierten CLEAN-Prozeß verwendete Antennendiagramm besteht aus Abdeckungen bei $EL_{AD} \approx 44°$ und $EL_{AD} \approx 60°$, was in der Meßperiode 7/83 zu einem mittleren Cleanfehler $\Delta_{CL}^{7/83}$ führt (115).

Nun zur Flußbestimmung bei Quellen, die keine Eichquellen sind! Flußintegrationen ausgedehnter àstronomischer Quellen (118) involvieren zusätzlich die relativen Fehler von Hauptkeulenraumwinkel $\Delta\Omega_M/\Omega_M$ und Integrationsalgorithmus $\Delta A/A$ (121). Bei der Berechnung des Fehlers eines Einzelwerts der Zahlenmatrix (Kartierung) (119) gehen statt dessen zusätzlich die relativen Fehler von Rasterung Δ_R (116) und rms-Rauschen σ ein. Der Fehler durch Rasterung der interessierenden Himmelsregion ist umso größer, je weniger Gitterpunkte auf einen Hauptkeulendurchmesser HPBW kommen. Da nach Tabelle 1 (Kapitel 2.3) sich ein Rasterfaktor $F_R = (HPBW/D_{Gitter}) = 2.65$ ergibt, folgt aus Haslam (1984) ein maximal dreiprozentiger relativer Rasterungsfehler (116). Zur Fehlerermittlung bei Punktquellen (117) wird im Gegensatz hierzu zusätzlich der Fehler des zweidimensionalen Gaußfits ΔS_{GFit} die Rechnung beeinflussen.

Bei den Größen HPBW, HPQW, V_{12}, Ω_M handelt es sich zur Erhöhung der Genauigkeit um mit ihren Einzelfehlern gewichtete Mittelwerte aus sehr vielen Einzelabdeckungen. Zur Berechnung von Fehlern zu Werten auf einem Kurvenfit (z.B. Abb. 4) wird stets die zugehörige vollständige Fehlermatrix, d.h. Varianzen und Kovarianzen (Bevington, 1969) angewandt.

4. ENTWURF EINES MULTIHORN-SBS-EMPFANGSSYSTEMS

Nachdem in den vorangegangenen Kapiteln die theoretische Grundlage geschaffen und anhand des Doppelhorn-SBS-Prototypes (2H4V) der experimentelle Beweis für die Anwendbarkeit des Software-Beam-Switching Konzepts bei empfindlichen Radiokontinuumsmessungen geliefert worden ist, soll darauf aufbauend mit der folgenden Studie ein konkretes und mit vertretbarem Aufwand realisierbares Multihorn-SBS-System vorgeschlagen werden. Dieses Empfangssystem soll in Anlehnung an den Prototyp bei einer Mittenfrequenz von 32 GHz arbeiten und im Sekundärfokus des Effelsberger 100 m-Spiegels installiert sein. 10 Empfangshörner mit je zwei Verstärkerzügen und je einem Polarimeter erlauben die gleichzeitige Messung aller vier Stokes-Parameter, so daß insgesamt 40 Rechnerkanäle anfallen. Kühlung der Hörner, Hohlleiter und Eingangsverstärker liefert bzgl. der Gesamtintensität (Stokes-Parameter I) eine Empfindlichkeit von ≈ 4 [mJy/Keule] bei einer Sekunde Integrationszeit. Eine Verallgemeinerung auf andere Empfangsfrequenzen (bei gleichem Standort) ist unter Verwendung adequater Eingangsverstärker wegen der Proportionalität zwischen Empfangsfrequenz, Auflösungsvermögen und sinnvollen Hornabständen trivial.

4.1 Geometrie der Empfangshörner

Bei der Anordnung der Empfangshörner können für den eindimensionalen Fall die Überlegungen der HBS-Veröffentlichung (Emerson et al., 1979) übernommen werden, die drei mit unterschiedlichem Abstand in Azimutrichtung installierte Hörner als Optimum angeben. Die beiden Abstände müssen derart gewählt sein, daß beim Restaurationsprozeß (RESTOR) bzgl. eines Hornabstands, durch einen prinzipiell nicht zu vermeidenden Auswahleffekt, stark unterdrückte Raumfrequenzen nicht mit denen des anderen Hornabstands koinzidieren. Da die eindimensionale Konfiguration bei drei Hörnern ausgereizt ist, bietet sich eine zweidimensionale Anordnung als natürliche Erweiterung an. Der Sinn einer solchen Vervielfachung der Komponenten ist zum einen die drastische Verringerung der benötigten Meßzeit und zum anderen vielversprechende Verbesserungsmöglichkeiten bei der Reduzierung von Wettereffekten. Der entscheidende Gesichtspunkt ist dabei, daß durch die simultane Beobachtung mit zweidimensional angeordneten Hörnern sehr viel genauere

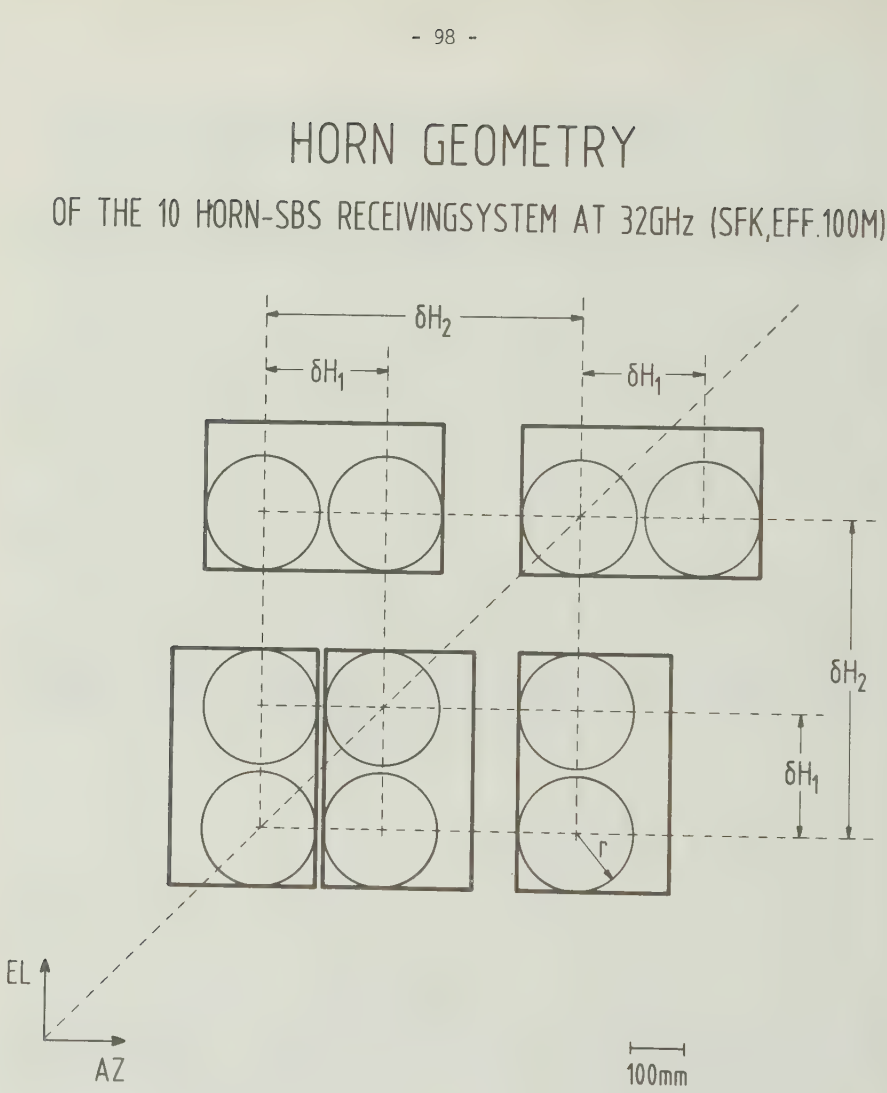


Abb. 28: Die theoretisch notwendige Matrix aus 3 x 3 Hörnern wird aus rein praktischen Erwägungen auf ein 10 Horn-System erweitert. Die exakten Werte der Parameter lauten: δH_1 = 231 mm (2!052), δH_2 = 595 mm (5!285) und r = 114 mm. Die Brennweite des Sekundärfokus beträgt f = 387 m.

Informationen über die augenblicklichen Wetterverhältnisse vorliegen. Unter den vielen zweidimensionalen Möglichkeiten ist eine kartesische und zur Winkelhalbierenden der Koordinatenachsen (AZ-EL) symmetrische Konfiguration zu favorisieren, weil dann bei Mehrfachüberdeckungen zueinander orthogonale Fahrtrichtungen (v_{AZM} bzw. v_{ELV}) in unmittelbar aufeinanderfolgenden Kartierungen einer Himmelsregion realisierbar wären. Man erhielte so im himmelsfesten Koordinatensystem (z.B. α,δ_{50}) unmittelbar i.a. annähernd orthogonales "Scanning" (vgl. Kapitel 2.2), was den Algorithmus zum Herausfiltern dieser atmosphärischen Effekte besonders effizient werden ließe. Das allein wäre schon eine entscheidende Verbesserung der Beobachtungstechnik!

Auf diese Weise ergäbe sich theoretisch eine Matrix aus 3 x 3 Hörnern, die aus rein praktischen Erwägungen wegen der Zusammenfassung von je zwei Empfangshörnern in einem Modul auf ein 10 Horn-System erweitert wird (Abb. 28). Dadurch wird zum einen der minimale Hornabstand δH_1 und zum anderen die Austauschbarkeit von Zweihornmodulen, die sich besonders beim Vorhandensein eines Reservemoduls äußerst günstig auf die Einsatzbereitschaft des Gesamtsystems auswirken würde, gewährleistet. Die für die optimale Ausnutzung des Systems empfohlene maximale Scanlänge errechnet sich zu $d^{max}_{SUBSCAN} = 37'$. Bei Mehrfachüberdeckungen, Kenntnis der Morphologie der ausgedehnten astronomischen Quelle und Hinzunahme des zehnten Horns ($\delta H_3 = \delta H_1 + \delta H_2 = 826$ mm; 7!337) lassen sich in der Praxis jedoch Scanlängen bis circa 50' vertreten. Diese quantitativen Angaben ergeben sich unmittelbar aus dem Restaurationsprozeß RESTOR (Emerson, 1979) und Kapitel 3.1.4. Die Module sollten in einer verwindungsarmen Rohrkonstruktion untergebracht werden und zudem mittels einer geeigneten Meß- und Justiereinrichtung (Genauigkeit $\leq$ 0.2 mm) exakt repositionierbar sein, damit astronomische Testmessungen auf ein vertretbares Maß verringert werden können.

4.2 Aufbau eines Empfängermoduls

Zu den im vorangegangenen Kapitel angesprochenen Vorteilen, die sich aus einer Zusammenfassung von zwei Empfangshörnern in einem Modul ergeben (2H4V-TP, vgl. Kapitel 3.1), kommen noch rein mechanische Aspekte. Da Horn, Hohlleiter und die Eingangsverstärker auf 78 K gekühlt werden sollen,

halbiert sich so die Anzahl der Kühlvorrichtungen (Dewar, Anschlüsse etc.); und auch der Aufbau ist wegen der Verwendung größerer Behälter vereinfacht. Abbildung 29 zeigt ein Blockdiagramm eines solchen Empfängermoduls. In Anlehnung an den Doppelhorn-SBS-Prototyp sowie an andere Entwicklungen des MPIfR (Haslam et al., 1975; Wilson, 1978; Wongsowijoto und Schmidt, 1982) sollen neben Feldeffekttransistoren als Eingangsverstärker auch Polarimeter (bei DSB-Mischereingangsstufen nicht sinnvoll) zum Einsatz kommen, so daß pro Horn vier Rechnerkanäle erzeugt werden. Man erhält so pro Horn die gesamte Information zur Ableitung der Stokes-Parameter I, U, Q und V, wobei aufgrund der Konstruktion rechts- und linkszirkulare Strahlungskomponenten (vgl. Kapitel 3.1.1) vollständig ausgewertet werden. Die hier verwendeten, neu entwickelten Detektoren sollen bzgl. ihrer Stabilität (vgl. Kapitel 3.1.4) gegenüber denen des Doppelhorn-SBS-Prototyps um eine Größenordnung verbesserte Eigenschaften aufweisen, so daß in Abb. 29 auf eine explizite Implementation des Detektorschaltprinzips (Kapitel 2.2 und 3.1.4) verzichtet wird. Die nachträgliche Installierung ist jedoch mühelos möglich, wobei anstelle eines Detektors dann jeweils eine komplette Detektorschalteinheit (Gough, 1984) tritt. Ein weiterer Vorteil eines so konstruierten Moduls ist die Halbierung des Phasenzyklus auf 64 ms (Prototyp: 128 ms), so daß eine Verdopplung der Fahrgeschwindigkeit auf 20'/min möglich wäre, ohne die maximale Stichprobenrate des Prototyps (8 pro Gitterpunkt) einzuschränken. Selbst v_{max} = 40'/min ergäbe mit dann 4 Stichproben/Gitterpunkt noch eine vertretbare Statistik ("sampling"-Theorem). Der Vorteil hoher Fahrgeschwindigkeiten äußert sich in einer automatischen Verringerung von Wettereffekten, was zu einer Lockerung der Wetteranforderungen führt. Wegen des Standorts des 100 m-Spiegels ist dies ein wichtiger Gesichtspunkt!

Da der Rechner bei SBS-Systemen als integraler Bestandteil verstanden wird und zudem die Datenrate um eine Größenordnung gegenüber bestehenden Empfangssystemen anwächst (4 → 40 Rechnerkanäle), ist der Einbau eines "intelligenten" Digital Backends pro Modul als Vorstufe einer umfangreichen "Online"-Datenverarbeitung unumgänglich.

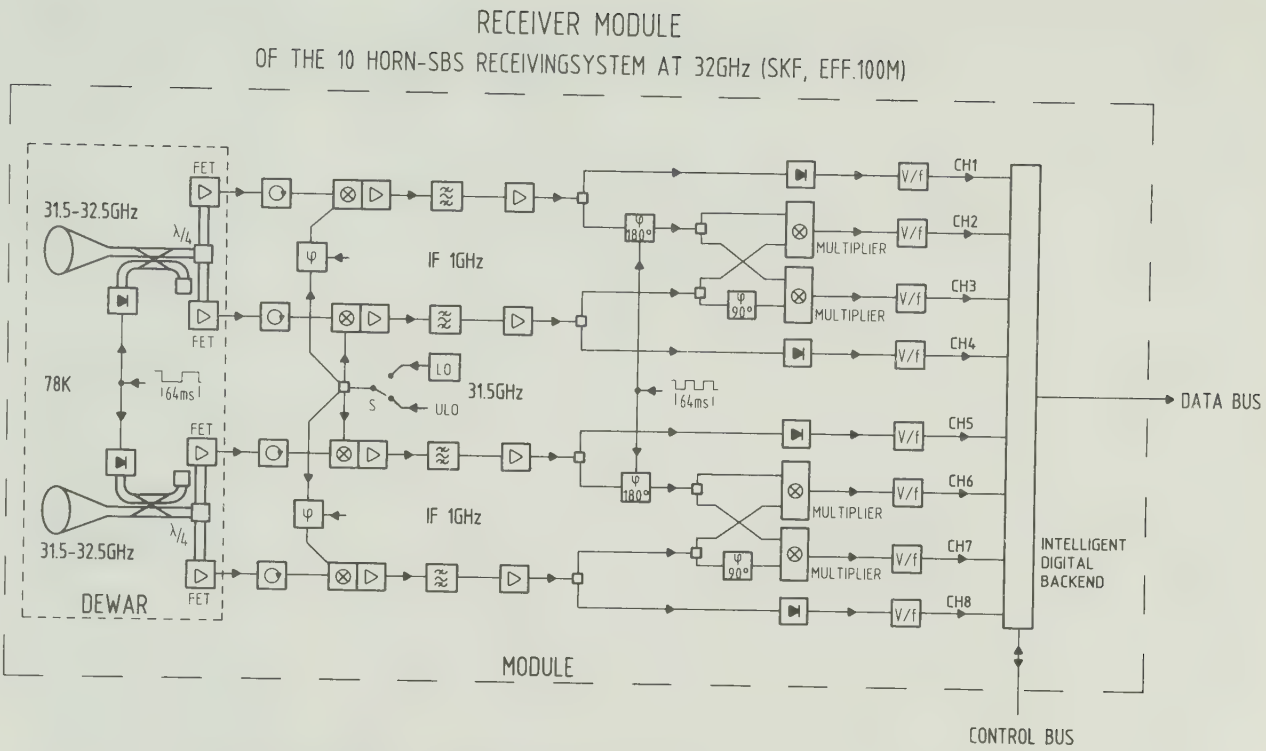


Abb. 29: Blockdiagramm eines Empfängermoduls (2H4V-TP) des 10 Horn-SBS-Empfangssystems (10H20V-SBS) bei 32 GHz

4.3 "Online"-Datenverarbeitung

Die "Online"-Datenverarbeitung soll nach dem Prinzip der verteilten Intelligenz in zwei Stufen erfolgen, wobei Transparenz und Flexibilität die Hauptkriterien sind (Abb. 30).

In der ersten Stufe, die aus fünf "Intelligent Digital Backends" besteht, werden parallel für jeden der 40 Rechnerkanäle die Phasenzyklen (≡ Stichproben) ausgerechnet und anschließend zu TABSCANS (= Gitterpunkte entlang eines Subscans) (Haslam, 1962) weiterverarbeitet. Als Folge ergibt sich für das Gesamtsystem (10H20V-SBS) eine Reduzierung der Datenrate von 5120 Byte/sec um etwa den Faktor 20 auf 249 Byte/sec. Darin sind sowohl das Signal (SIG) als auch die Kalibration (CAL) als kontinuierlicher Datenstrom mit 3 Byte Genauigkeit pro Wert erfaßt, wobei Gewichte davon nur jeweils 1 Byte beanspruchen. Bei ausschließlicher Verwendung positiver (2 Byte) INTEGER-Werte beträgt der erfaßbare Dynamikbereich 45 dB. Sternzeit, Azimut und Elevation werden pro Sekunde jeweils einmal mit 3 Byte Genauigkeit (max.: 0.02 sec, 0".2 bzw. 0".05) benötigt. Der komprimierten Datenrate von 249 Byte/sec ist eine Fahrgeschwindigkeit von v = 10'/min sowie ein Gitterpunktdurchmesser von 10" zugrunde gelegt. Für die in Kapitel 4.2 empfohlene maximale Fahrgeschwindigkeit von v_{max} = 40'/min ergäbe sich jedoch circa 1 KByte/sec. Neben diesem Beobachtungsmode sollte ein Testmode implementiert sein, bei dem die Rohdaten (5120 Byte/sec) keinerlei Bearbeitung erfahren und direkt zum DATA MICROCOMPUTER SYSTEM weitergeleitet werden. Die dabei auftretenden Datenraten (≈ 5 KByte/sec) können mühelos über IEEE 488 Schnittstellen, die die Entfernung zwischen Fokuskabine und Kontrollraum mit HP-Expandern überbrücken, abgewickelt werden.

Im Beobachtungsmode besteht die zweite Datenverarbeitungsstufe im "DATA MICROCOMPUTER SYSTEM" hauptsächlich aus der Weiterverarbeitung der TABSCANS zu zweidimensionalen Datenmatrizen (MAPS). Man erhält so, entsprechend der 10 Empfangshörner, für jeden der vier Stokes-Parameter I, U, Q und V 10 Roh-MAPS. Vorsichtige Hochrechnungen von Testläufen mit einem IBM-PC auf die Rechenleistung eines IBM-AT2 (inkl. INTEL 80287 Mathematik-Coprozessor) ergeben erst eine circa 50%ige Auslastung. Der Einsatz eines solchen IBM-AT2 als DATA MICROCOMPUTER SYSTEM böte somit genügend freie Rechenzeit

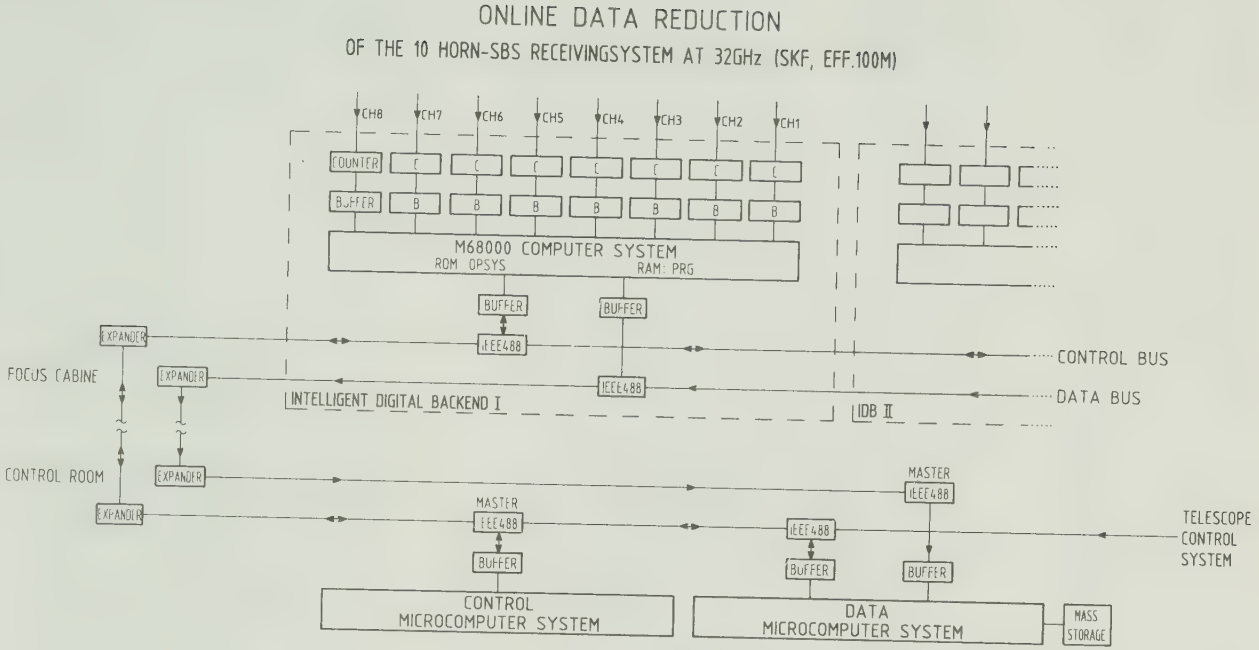


Abb. 30: *Zweistufige "Online"-Datenverarbeitung in Baumstruktur*
1. Stufe: 5 "INTELLIGENT DIGITAL BACKENDs"
2. Stufe: 1 "DATA MICROCOMPUTER SYSTEM" mit Massenspeicher
Zusätzlich 1 "CONTROL MICROCOMPUTER SYSTEM", um Steuerung, Synchronisation, Systemstatusreport, Programmtransfer (download) und Anbindung an das Steuersystem des Teleskops zur Vermeidung von Konfliktsituationen von der reinen Datenauswertung zu trennen.

für graphische Darstellungen von TABSCANS und Roh-MAPS. Es bestünde evtl. sogar die Möglichkeit, die 10 Gesamtintensitätskarten (Stokes-Parameter I) über Software-Beam-Switching Online zu 7 Dualbeam-MAPS und weiter zu restaurierten MAPS (RESTOR) zu verarbeiten. Die abschließende Kombination zu einer einzigen Gesamt-MAP für I wäre dann nur noch ein kleiner Schritt!

Eine der beiden im IBM-AT2 eingebauten 20 MByte-Festplatten könnte bei einer äquivalenten, kontinuierlichen Datenrate von circa 375 Byte/sec (für TABSCANS + MAPS) etwa 15.5 Stunden lang zur Aufzeichnung verwendet werden. Als "single user - multi tasking" Betriebssystem sollte das UNIX-Derivat PCIX verwendet werden, da es für den technisch-wissenschaftlichen Bereich besondere Vorteile, z.B. die Kompatibilität zu Großrechnern, bietet.

Die Funktionen des zusätzlichen CONTROL MICROCOMPUTER SYSTEMS erstrecken sich auf Steuerung, Synchronisation, Systemstatusreport, Programmtransfer (download) und Anbindung an das Steuersystem des Teleskops. Diese Aufgabenteilung dient in Verbindung mit dem zusätzlichen Kontrollbus dazu, das Datenverarbeitungssystem einschließlich Datenbus zu entlasten. Hierzu genügt ein relativ einfach ausgestattetes Mikrocomputersystem, wie z.B. ein etwas komfortabler als im Backend konfiguriertes M 68000 -System.

5. ASTRONOMISCHE RESULTATE

Nach den allgemeinen Betrachtungen von Multihorn-Empfangssystemen in den Kapiteln 3 und 4 endet hier der im zweiten Kapitel begonnene gedankliche Bogen. Es sollen nun erste astronomische Resultate, die mit dem dort vorgestellten Doppelhorn-SBS-Prototyp (Kapitel 2.2.1) einschließlich des optimierten Reduktionsverfahrens (Kapitel 2.2.2) gewonnen wurden, vorgestellt werden.

Der zunächst gezeigten tabellarischen Zusammenfassung von Parametern der beobachteten Quellen bei 32 GHz folgt ein alphabetischer Katalog der zugehörigen Kartierungen. Den Abschluß bilden dann kurze Diskussionen zu jeweils in Gruppen zusammengefaßten astronomischen Objekten.

Sämtliche verwendete Daten wurden, wie alle dieser Arbeit zugrundeliegenden Messungen, in den Zeiträumen 7/83 und 3/84 aufgenommen. Um einen Bezug zur 10 Horn-SBS-Studie (Kapitel 4) zu schaffen, sei noch angemerkt, daß mit einem derartigen Multihorn-SBS-Empfangssystem alle hier präsentierten Beobachtungen insgesamt in nur 1 Stunde realisierbar wären.

5.1 32 GHz-Quellenparameter

Siehe Tabelle 13 nächste Seite.

5.2 32 GHz-Quellenkatalog

Die Abbildungen 31 bis 42 bilden einen alphabetischen Katalog von Kartierungen des Radiokontinuums bei 32 GHz Empfangsfrequenz. Als Feldüberschriften wurden entweder eine Kurzform oder der vollständige Name der Hauptquelle in der jeweiligen Abbildung verwendet. Das Nullniveau ist stets als gestrichelte Konturlinie dargestellt, und der schraffierte Kreis in der linken oberen Ecke kennzeichnet die tatsächliche Auflösung (vgl. Tabelle 13). Der Gitterpunktdurchmesser D_{Gitter} in der zugrundeliegenden Datenmatrix beträgt jedoch immer 10". Durch die Wahl einer konstanten Fahrgeschwindigkeit von v_{AZM} = 10'/min kann die Anzahl der Abdeckungen aus Tabelle 13 auch als Integrationszeit pro Gitterpunkt mit der Einheit Sekunde interpretiert werden.

Tabelle 13: Quellenparameter aus den Kartierungen (Kap. 5.2) bei 32 GHz Empfangsfrequenz

Quellen-name(n)	Äquatoriale Position* α_{50} [h m s]	δ_{50} [° ' "]	Auflösung** HPBW' ["]	Fluß S_{INT} bzw. S_{GFIT} [Jy]	Max. Int. Radius r_{BASIS} ["]	Anzahl d. Abdeckungen N	rms-Rauschen*** $\sigma^{FFILTER}_{Exp}$ [mJy/Keule]	Erläuterung A = ausgedehnt P = punktförmig	Vgl. Kap.	Abb.
CAS A G111.7-2.1 3C 461	23 21 11.3	58 32 39	26.5	152.5 ± 8.1 ± 5.3%	195	3	27.0	Schalen-SNR (A)	5.3.3	31
CYG A (o) 3C 405	19 57 50.0	40 35 17	26.5	18.19 ± 0.64^{++} ± 3.5%	—	1	48.9	Radiogalaxie östl. Komponente (P)	5.3.1	32
CYG A (w) 3C 405	19 57 40.2	40 35 59	26.5	15.51 ± 0.51^{++} ± 3.3%	—	1	48.9	Radiogalaxie westl. Komponente (P)	5.3.1	32
CYG A (z) 3C 405	19 45 45.6	40 35 35	26.5	0.888± 0.054 ± 6.1%	30	1	48.9	Radiogalaxie Zentralkomponente (A?)	5.3.1	32
G11.2-0.3	18 08 33.1	-19 26 08	30	4.04 ± 0.24^{+} ± 6.0%	150	4	26.3	Schalen-SNR (A)	5.3.4	33
G21.5-0.9	18 30 47.7	-10 36 28	26.5	5.64 ± 0.29 ± 5.2%	85	5	22.3	Plerion (A)	5.3.2	34
G74.9+1.2 CTB 87	20 14 11.1	37 03 55	40	1.47 ± 0.19^{+} ±13%	180	6	14.6	Plerion (A)	5.3.2	35
E2013+3702 G74.87+1.22	20 13 37.1	37 01 44	40	1.513± 0.075^{++} ± 5.0%	—	1	16.4	Radiogalaxie ? (P)	5.3.2	35
KES 75 G29.7-0.3 4C-03.70	18 43 48.0	-03 02 38	26.5	1.018± 0.071 ± 7.0%	90	8	14.0	Schalen-SNR ? (A)	5.3.4	36
M82 3C 231 NGC 3034	09 51 42.4	69 54 59	26.5	1.053± 0.059 ± 5.6%	55	4	16.8	Galaxie (A)	5.3.1	37
E0952+6956 G141.43+40.57	09 51 55.4	69 56 15	26.5	0.081± 0.014 ±18%	50	4	16.8	(A)	5.3.1	37
SGR A (total) G359.94-0.05 G-0.06-0.05	17 42 30.3	-28 59 25	26.5	45.0 ± 5.2 ±11.5%	180	5	30.6	Galaktisches Zentrum (A)	5.3.1	38
G359.97-0.10 G-0.03-0.10	17 42 45.2	-28 59 46	26.5	0.193± 0.029 +15%	30	5	30.6	HII-Region ? (A)	5.3.1	38
G359.98-0.08 G-0.02-0.08	17 42 42.3	-28 58 31	26.5	0.487± 0.065 ±13%	35	5	30.6	(A)	5.3.1	38

Tabelle 13 (Forts.)

Quellen-name(n)	Äquatoriale Position* α_{50} [h m s]	δ_{50} [° ' "]	Auflösung** HPBW' ["]	Fluß S_{INT} bzw. S_{GFIT} [Jy]	Max. Int. Radius r_{BASIS} ["]	Anzahl d. Abdeckungen N	rms-Rauschen*** $\sigma^{FFILTER}_{Exp}$ [mJy/Keule]	Erläuterung A = ausgedehnt P = punktförmig	Vgl. Kap.	Abb.
G359.95+0.01 G-0.05+0.01	17 42 15.6	-28 57 23	26.5	0.297± 0.052 ±18%	45	5	30.6	(A)	5.3.1	38
G359.98+0.01 G-0.02+0.01	17 42 20.3	-28 55 42	26.5	1.70 ± 0.26 ±15%	70	1	67.5	Schalen-SNR ? (A)	5.3.1	38
W49B G43.3-0.2	19 08 44.3	09 01 10	26.5	6.90 ± 0.38 ± 5.5%	160	7	16.4	Schalen-SNR (A)	5.3.4	39
3C 58 G130.7+3.1	02 01 59.3	64 35 25	26.5	24.18 ± 1.35 ± 5.6%	335	9	19.3	Plerion (A)	5.3.2	40
3C 391 G31.9+0.0 KES 77	18 46 49.4	-00 59 04	35	8.45 ± 0.47+ ± 5.6%	250	3	25.3	Schalen-SNR (A)	5.3.5	41
3C 397 (o) G41.1-0.3	19 05 09.3	07 03 21	30	4.10 ± 0.19* ± 4.6%	165	5	17.9	Schalen-SNR (A)	5.3.5	42

*Bei punktförmigen und annähernd punktförmigen Quellen: Schwerpunkt eines zweidimensionalen Gaußfits
Bei ausgedehnten Quellen: Mittelpunkt der Flußintegration (konzentrische 5" breite Ringe)

**Tatsächliche Auflösung HPBW' in abgebildeter Kartierung

***Rms-Rauschen in abgebildeter Kartierung, d.h. evtl. verbessert durch Verschmierung der Originalauflösung HPBW = 26".5

+Ohne Cleanfehler $\Delta^{7/83}_{CL}$ (vgl. Kapitel 3.2.2), da Flußintegration in "ungecleanter" Kartierung durchgeführt

++Wie +, aber Flußbestimmung mittels zweidimensionalem Gaußfit

Die hier gezeigten Beobachtungen sollten vor allem unter dem Aspekt gesehen werden, daß bisher extrem wenige Kartierungen im mm-Wellenlängenbereich veröffentlicht worden sind. Wenn man überdies Empfindlichkeit und Präzision als Kriterien hinzuzieht, dann handelt es sich hierbei ohne Ausnahme um einmalige Messungen. Sie sind zudem ein zusätzlicher, augenscheinlicher Beweis für die Effektivität des Software Beam Switching-Konzepts.

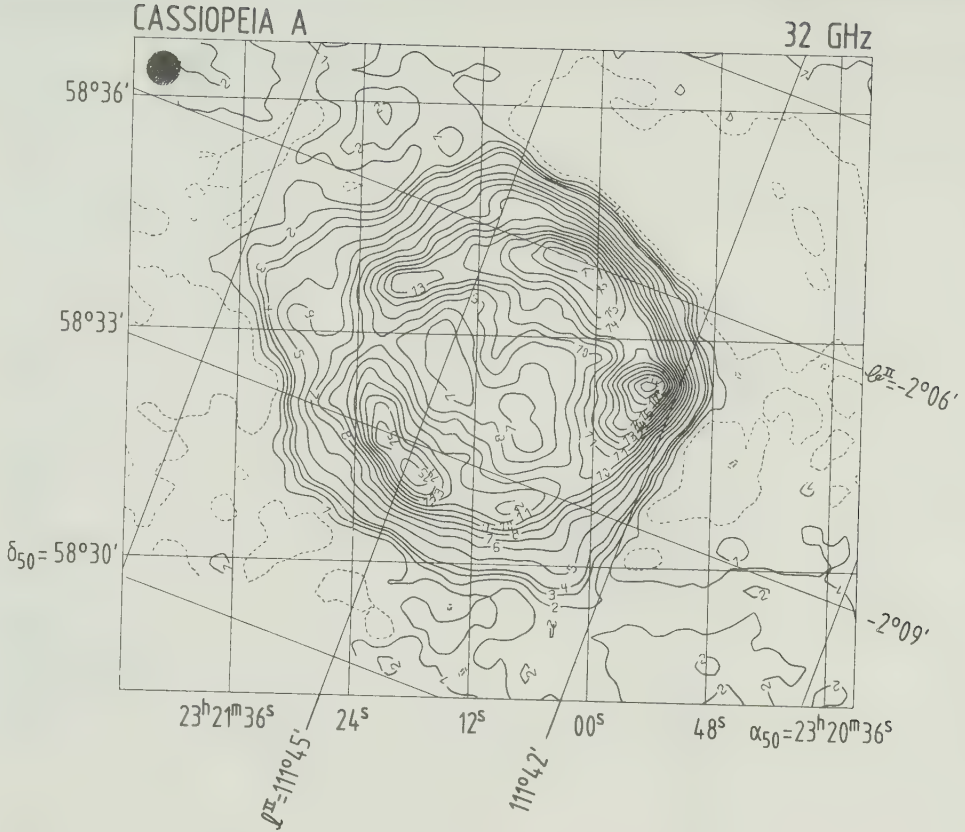


Abb. 31: Supernovarest CAS A; HPBW = 26".5; σ = 27.0 [mJy/Keule].
Durchgezogene Konturlinien bei 80, 160, 240, 320, 560, 800, 1040 etc. [mJy/Keule]. Vgl. Kap. 5.3.3

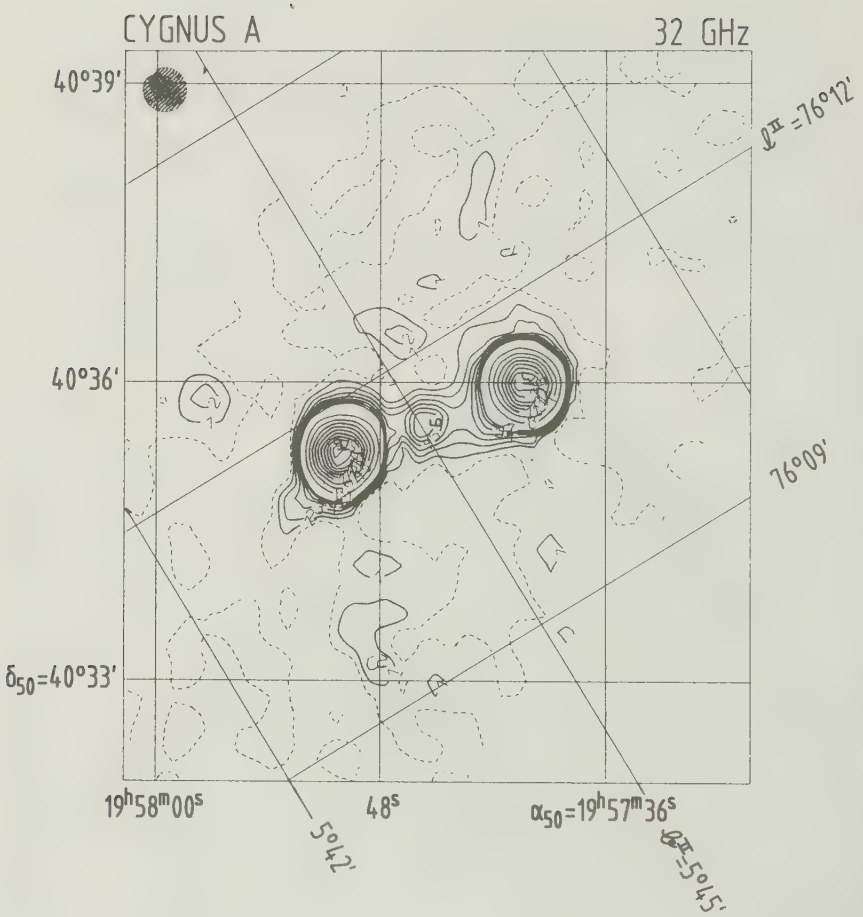


Abb. 32: Radiogalaxie CYG A; HPBW = 26".5; σ = 48.9 [mJy/Keule]. Durchgezogene Konturlinien bei 150, 300, 450, 600, 750, 900, 1050, 2550, 4050, 5550 etc. [mJy/Keule]. Vgl. Kap. 5.3.1

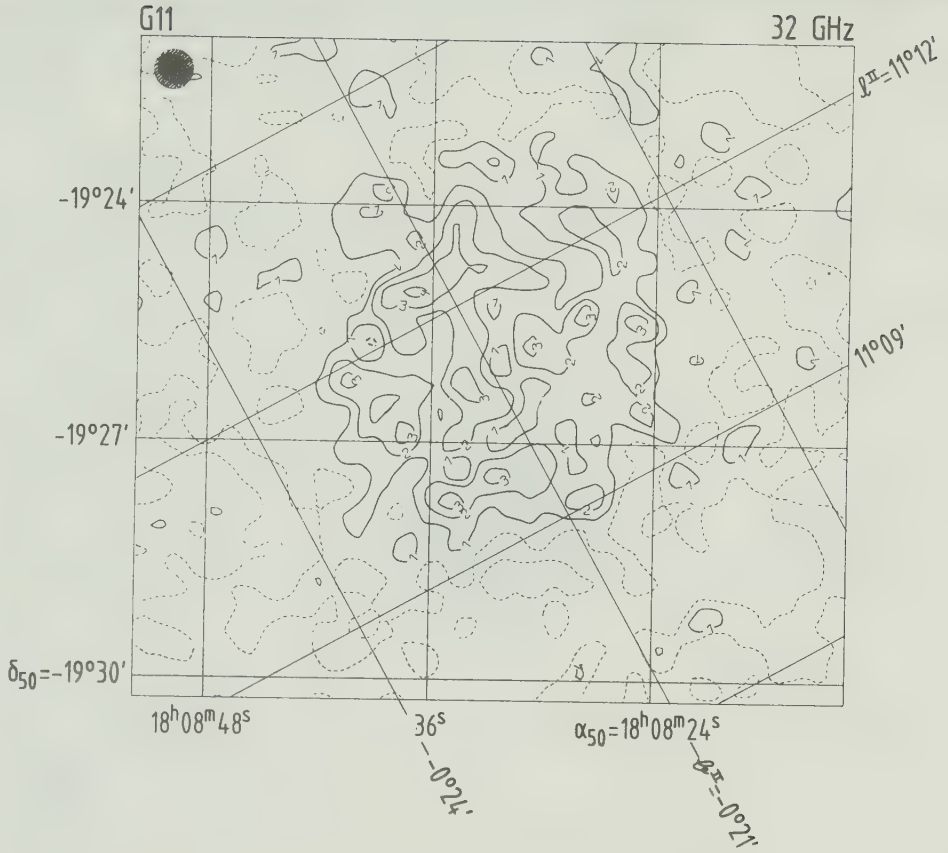


Abb. 33: Supernovarest G11.2-0.3; HPBW = 30"; σ = 26.3 [mJy/Keule]. Durchgezogene Konturlinien bei 60, 110, 160 und 210 [mJy/Keule]. Vgl. Kap. 5.3.4.

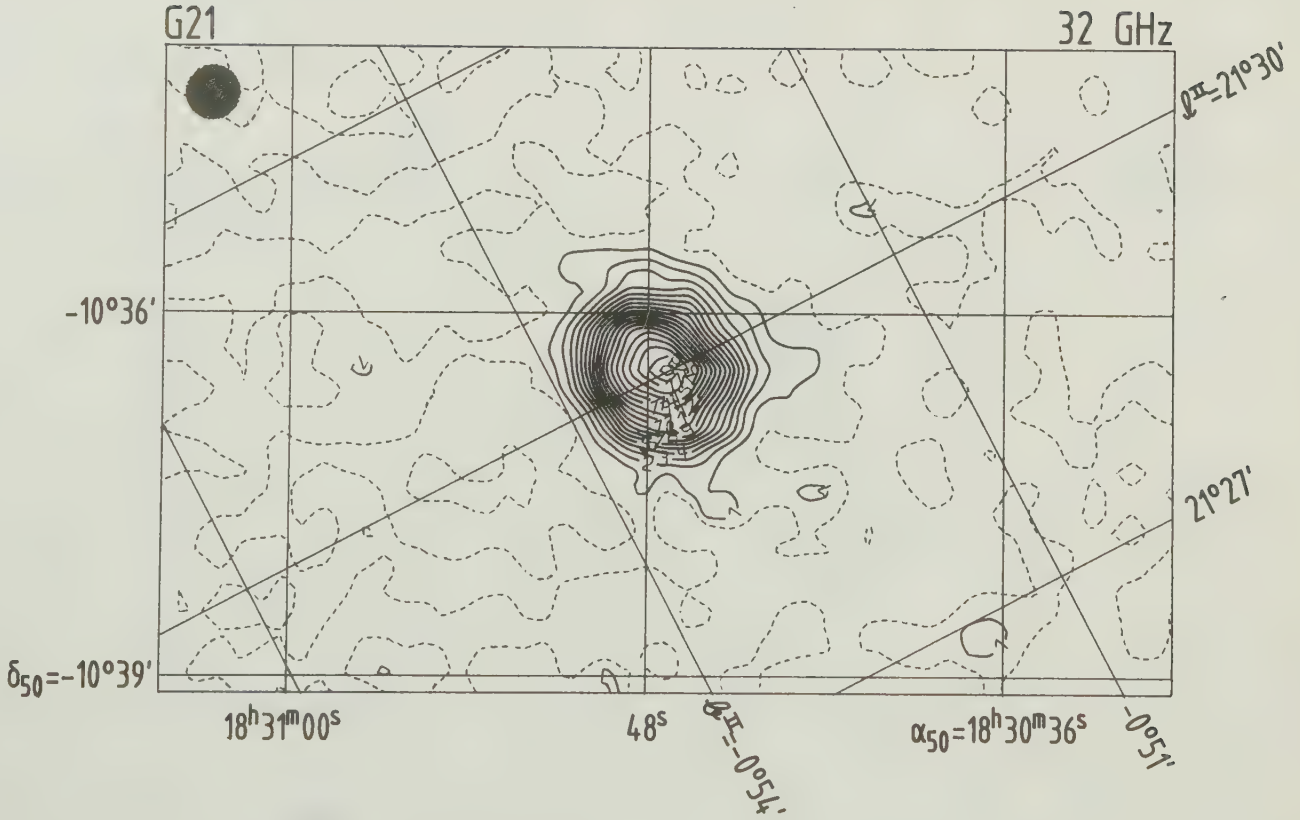


Abb. 34: Supernovarest G21.5-0.9; HPBW = 26".5; σ = 22.3 [mJy/Keule]. Durchgezogene Konturlinien bei 70, 140, 210 etc. [mJy/Keule]. Vgl. Kap. 5.3.2.

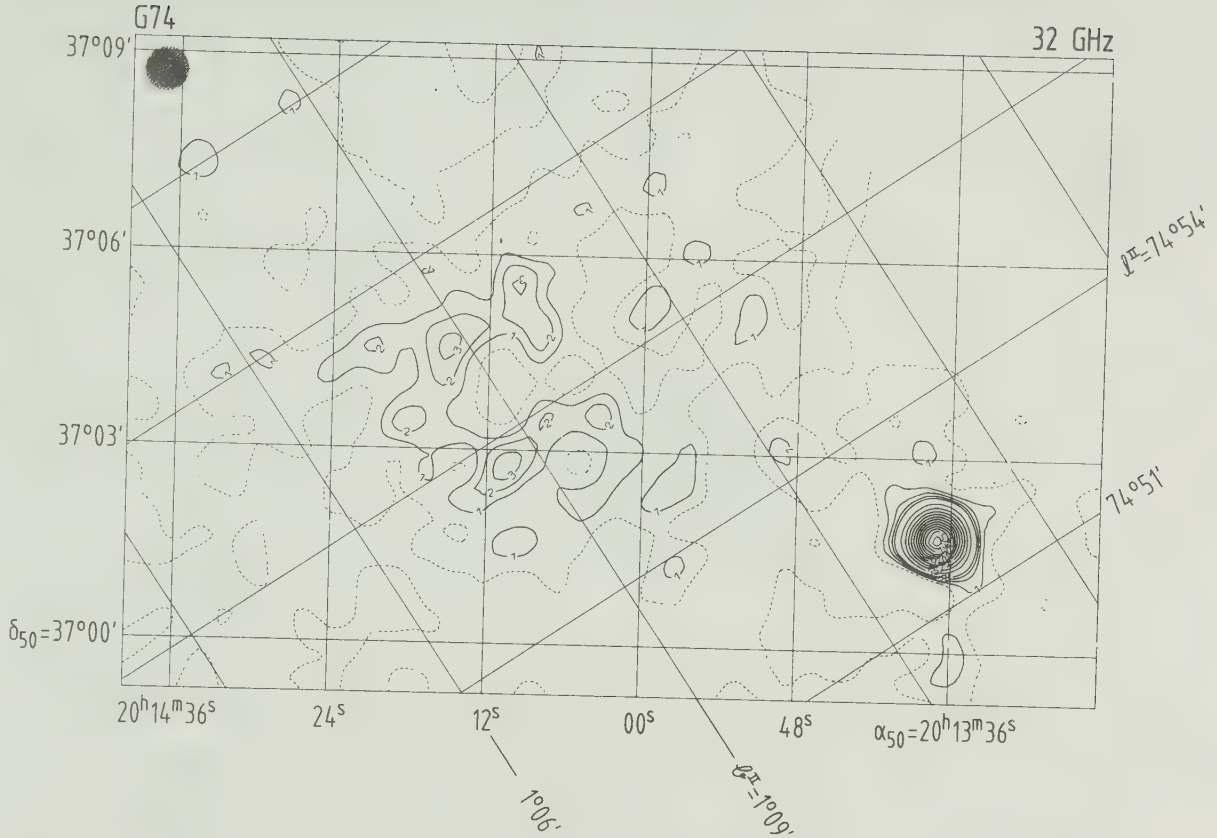


Abb. 35: Supernovarest G74.9+1.2; HPBW = 40"; σ = 14.6 [mJy/Keule]. Durchgezogene Konturlinien bei 35, 60, 85, 110, 210, 310 etc. [mJy/Keule]. In der unmittelbaren Umgebung der Punktquelle steigt das rms-Rauschen auf 16.4 [mJy/Keule]. Vgl. Kap. 5.3.2.

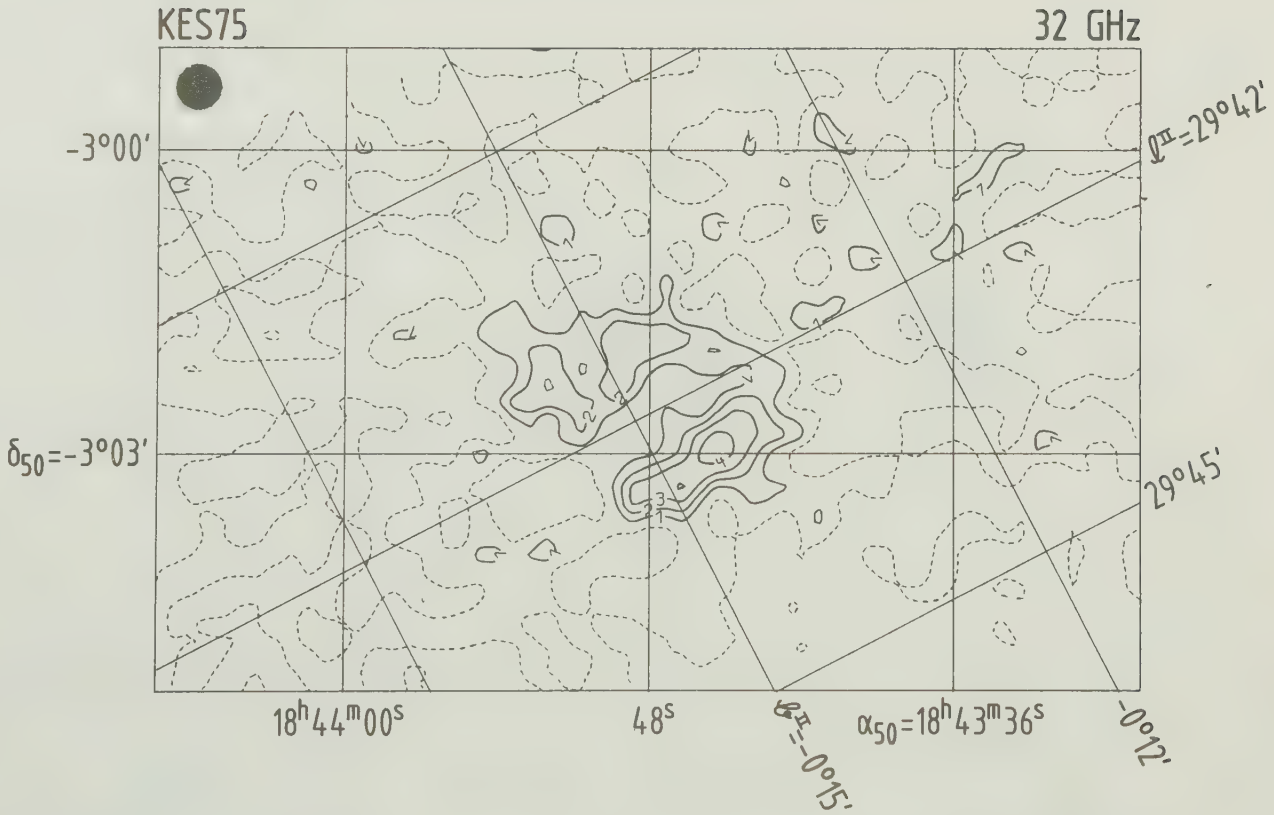


Abb. 36: *Supernovarest KES 75; HPBW = 26".5; σ = 14.0 [mJy/Keule].*
Durchgezogene Konturlinien bei 35, 60, 85 und 110 [mJy/Keule]. Vgl. Kap. 5.3.4.

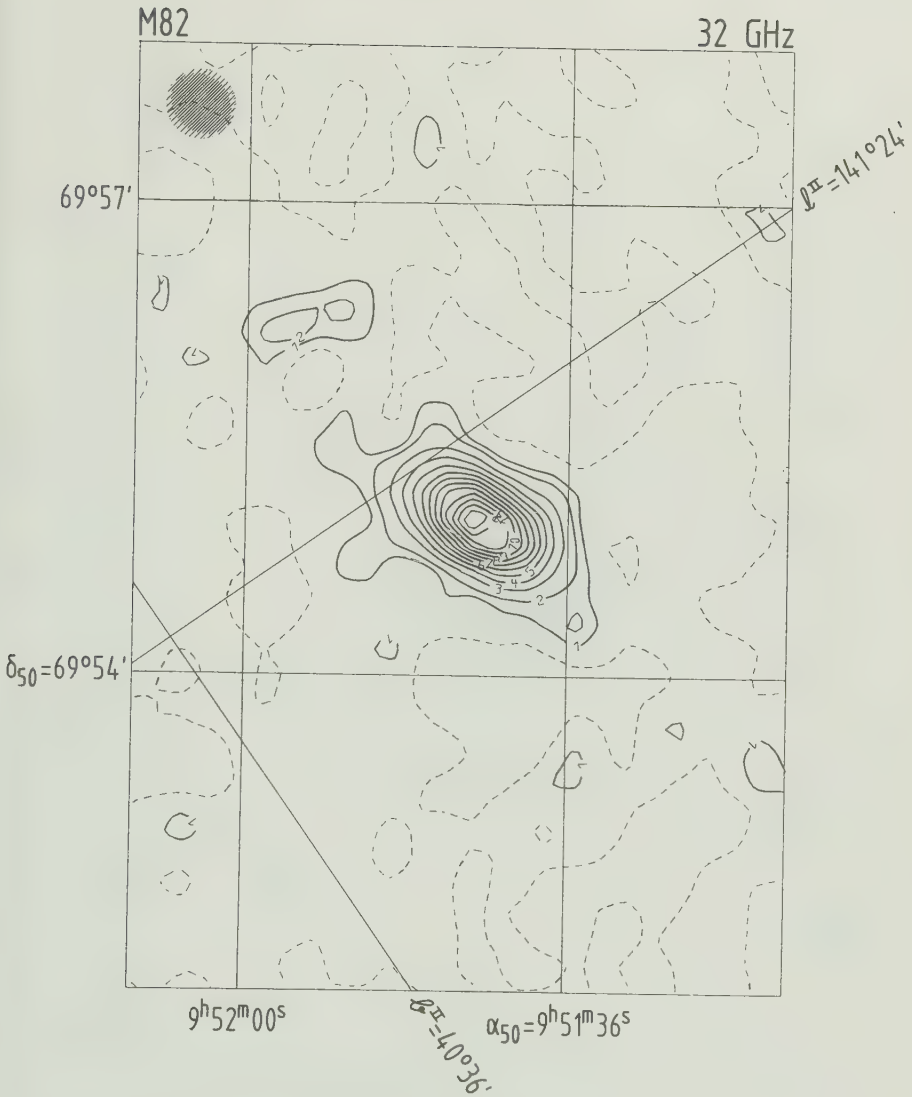


Abb. 37: *Galaxie M82; HPBW = 26".5; σ = 16.8 [mJy/Keule]. Durchgezogene Konturlinien bei 45, 70, 120, 170, 220 etc. [mJy/Keule]. Vgl. Kap. 5.3.1.*

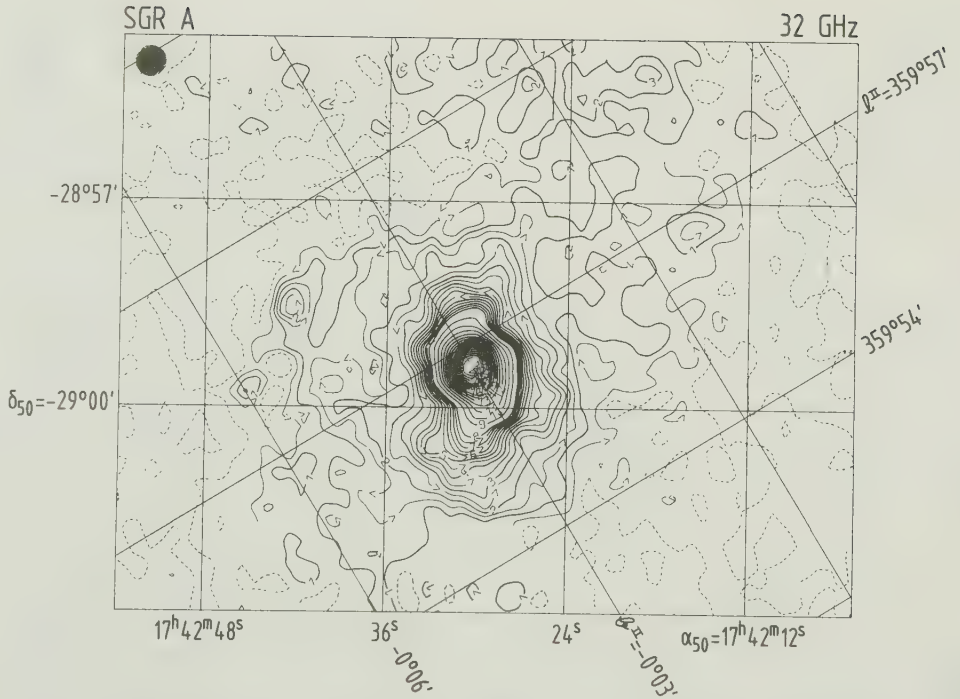


Abb. 38: *Galaktisches Zentrum SGR A; HPBW = 26.″5; σ(INNEN) = 30.6 [mJy/Keule]; σ(AUSSEN) = 67.5 [mJy/Keule] Durchgezogene nummerierte Konturlinien bei 180,360,540,720,900,1080,1260,1440,1800,2160 etc. [mJy/Keule]. Durchgezogene > bzw. < Konturlinien bei 90,270,450,630,810,990,1170 und 1350 [mJy/Keule]. Der nördliche ($\delta_{50} \lesssim -28°56.'4$) und südliche ($\delta_{50} \lesssim -29°01.'7$) Rand beinhalten lediglich eine Einzelabdeckung, so daß hier wegen des signifikant höheren rms-Rauschens (σ(AUSSEN)) die 90-er Konturlinie unterdrückt ist. Die Richtung der Pfeile > bzw. < kennzeichnet "Berg" und "Tal" nach der Korkenzieherregel aus der Physik. Vgl. Kap. 5.3.1.*

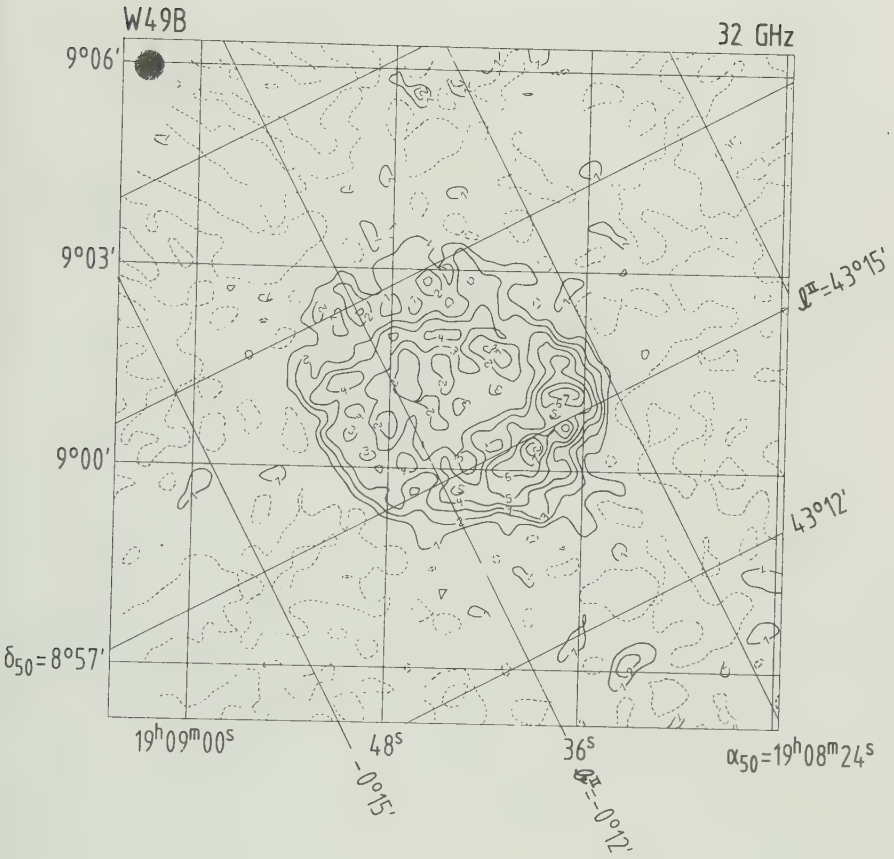


Abb. 39: *Supernovarest W49B; HPBW = 26".5; σ = 16.4 [mJy/Keule]. Durchgezogene Konturlinien bei 50, 83, 116, 149, 182, 215, 248 und 281 [mJy/Keule].*
Vgl. Kap. 5.3.4.

Abb. 40: Supernovarest 3C 58; HPBW = 26".5; σ = 19.3 [mJy/Keule]. Durchgezogene Konturlinien bei 60, 100, 140 etc. [mJy/Keule]. Vgl. Kap. 5.3.2.

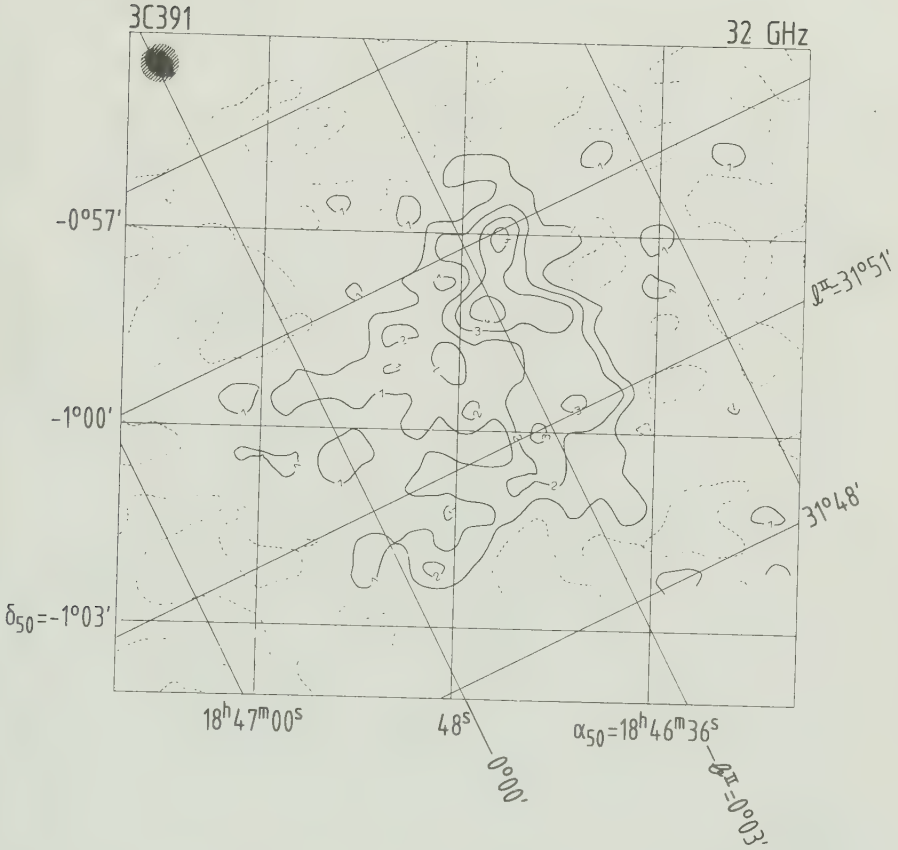


Abb. 41: *Supernovarest 3C 391; HPBW = 35"; σ = 25.3 [mJy/Keule]. Durchgezogene Konturlinien bei 75, 125, 175 und 225 [mJy/Keule]. Vgl. Kap. 5.3.5.*

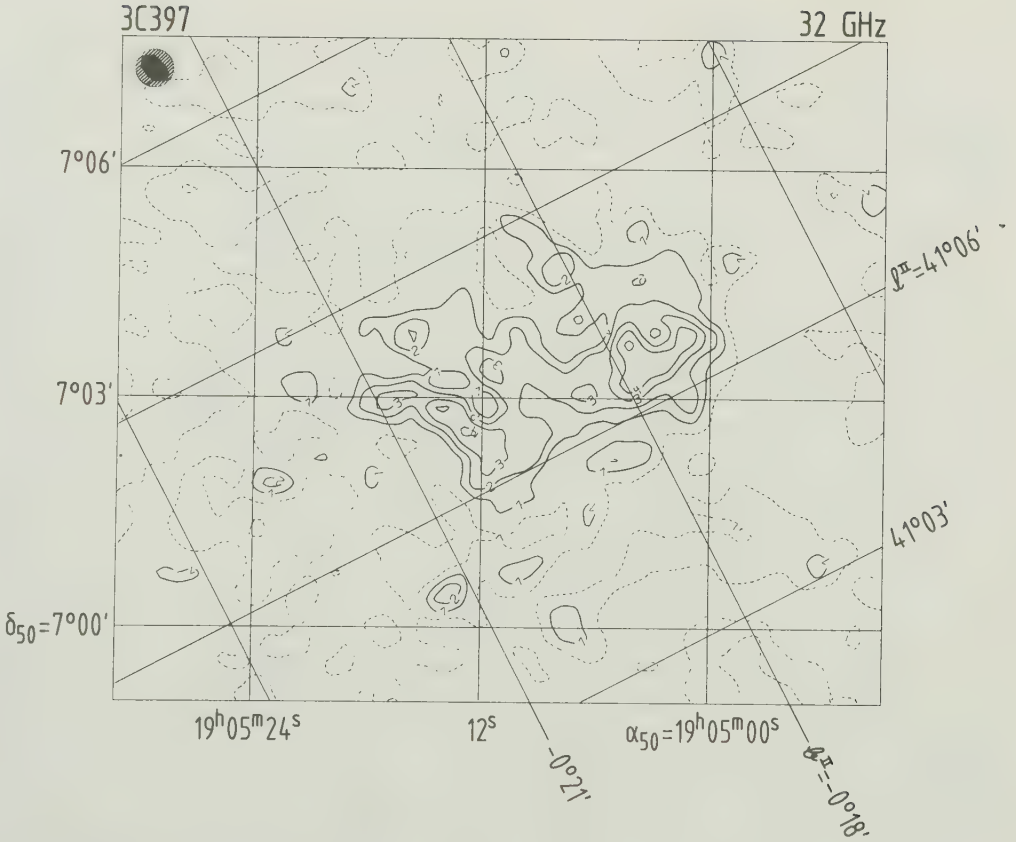


Abb. 42: Supernovarest 3C 397-Ost; HPBW = 30"; σ = 17.9 [mJy/Keule].
Durchgezogene Konturlinien bei 40, 70, 100, 130 und 160 [mJy/Keule]. Vgl. Kap. 5.3.5.

5.3 Diskussion

5.3.1 CYG A, M82, SGR A

In diesem Unterkapitel werden die astronomischen Objekte behandelt, die nicht zu den Supernovaresten gehören.

Die wohlbekannte Radiogalaxie CYGNUS A ist in Abbildung 32 in ihre drei Komponenten aufgelöst. Ohne die Feineichung (vgl. Kapitel 2.2.2) des CLEAN-Prozesses wäre die relativ zu den Außenkomponenten recht schwache Zentralquelle ($\approx$ -13 dB) von der stärksten Nebenkeule (-12.5 dB) des Antennendiagramms (Abb. 8), die hier zufällig die gleiche Position einnimmt, unkalibrierbar gewesen. Da es sich bei dieser Karte um eine Einzelabdeckung handelt, werden die Strukturen außerhalb der Radiogalaxie als nicht signifikant angesehen und Restinstabilitäten zugeordnet.

Die Halbwertsbreiten zweidimensionaler Gaußfits kennzeichnen die Außenkomponenten als Punktquellen bei der vorliegenden Auflösung. Die Flußbestimmung für die Zentralkomponente wird zusätzlich durch die Existenz einer "Brücke" zwischen den Hauptkomponenten erschwert. Der integrierte Flußwert aus Tabelle 13 wurde in einer Ringintegration (r_{BASIS} = 30") ermittelt, nachdem auf der Position der Außenkomponenten zweidimensionale Gaußkurven mit 26."5 Halbwertsbreite und Amplituden von 18.19 bzw. 15.51 [Jy] abgezogen worden waren. Der auf diese Weise errechnete Wert von circa 890 [mJy] unterscheidet demnach nicht zwischen Zentralquelle und "Brücke". Die Grundlage für eine derartige Separation könnten erst höherauflösende empfindliche Beobachtungen bilden, die die gesamte ausgedehnte Struktur von CYG A erfassen. Dies wäre z.B. durch den Bau eines zum Doppelhorn-SBS-Prototyp analogen 3 mm-Empfangssystems für den 100 m-Spiegel möglich. In den Interferometerbeobachtungen von Dreher (1979) ist die "Brücke" bereits angedeutet und wird dort als diffuse Komponenten der Außenquellen bezeichnet.

Der summierte Fluß der beiden Außenkomponenten paßt mit 33.7 [Jy] exakt in das von Hobbs et al. (1978) veröffentlichte Spektrum (1 bis 100 GHz: α = -1.2). Wegen der größeren Anzahl der verwendeten Meßpunkte wird zur Einordnung der Zentralkomponente die Arbeit von Wright und Birkinshaw (1984) herangezogen. Abbildung 43 zeigt dieses Spektrum, in das zusätzlich

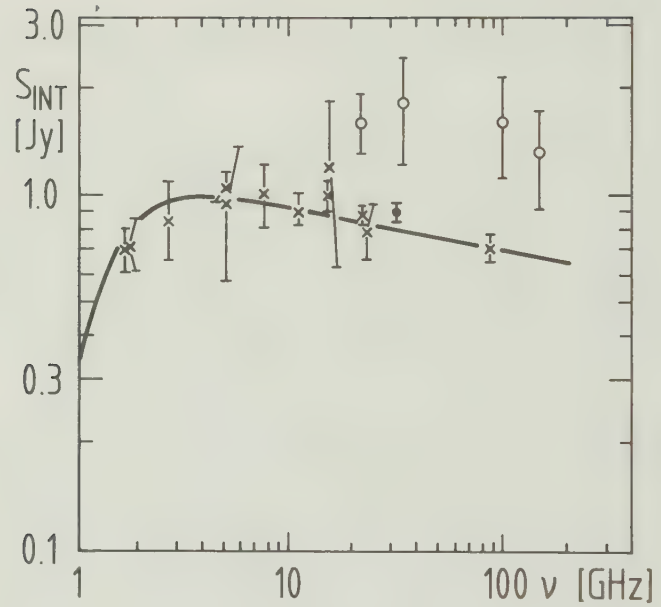


Abb. 43: *Frequenzspektrum der Zentralquelle von CYG A.*
x: *Interferometermessungen* } *siehe Wright und Birkinshaw (1984)*
o: *Einzelteleskopmessungen*
●: *Neue 32 GHz-Einzelteleskopmessung (0.888 ± 0.054 [Jy]).*

der neue Wert aus Tabelle 13 eingetragen wurde. Im Gegensatz zu bisherigen Einzelteleskopmessungen verträgt sich der neue 32 GHz-Meßpunkt recht gut mit der eingezeichneten Kurve, deren fallender Ast einen Spektralindex von $\alpha = -0.10 \pm 0.03$ aufweist. Die stark überhöhten Flußwerte der Einzelteleskopmessungen lassen sich mit großer Wahrscheinlichkeit auf eine unzureichende Dekonvolvierung von Quelle und Antennendiagramm (Feineichung,

Kapitel 2.2.2 und 3.2) zurückführen. Dies wird insbesondere durch den Umstand unterstrichen, daß der zu dieser Gruppe gehörende 35 GHz-Flußwert (Hachenberg et al., 1976) ebenfalls mit dem Effelsberger 100 m-Spiegel gemessen worden ist.

Abbildung 37 zeigt die Galaxie M82, deren integrierter 32 GHz-Fluß von 1.053 ± 0.059 [Jy] sehr gut in die Spektren (1 bis 87 GHz: $\alpha = -0.7$) von Kronberg et al. (1979) und Kronberg et al. (1985) paßt. Bei einer Auflösung von 26."5 erscheint M82 im wesentlichen als unstrukturierte Ellipse. In der letztgenannten Veröffentlichung finden sich zwar hochauflösende Interferometerkarten bei cm-Wellenlängen, zur Untersuchung der diffusen Strahlungskomponente im Hinblick auf die dort ebenfalls gezeigten HRI-Röntgenkarten des Einstein-Satelliten kann die vorliegende Einzelteleskopmessung neue wichtige Informationen beitragen. Die bisher unbekannte ausgedehnte Quelle E0952+6956 in unmittelbarer Nachbarschaft der Hauptstrahlungsquelle im Radiokontinuum wird gerade noch von einem Ausläufer der senkrecht zur Achse der Radiostrahlung ausgerichteten Röntgenstrahlung erreicht. Da E0952+6956 zudem noch im Bereich der optischen Emission liegt, steht diese schwache Quelle ($S_{INT} = 81 \pm 14$ [mJy]) mit großer Wahrscheinlichkeit mit der Hauptstrahlungsquelle von M82 in einem unmittelbaren Zusammenhang. Die optischen Daten stammen von H.C. Arp und wurden ebenfalls in der Arbeit von Kronberg et al. (1985) veröffentlicht.

In Verbindung mit einem Multihorn-SBS-Empfangssystem bei 32 GHz (vgl. Kapitel 4) ist der Effelsberger 100 m-Spiegel in idealer Weise geeignet, weitere dringend benötigte Fakten über die diffuse Strahlung zu sammeln; und das nicht nur in Bezug auf M82.

Die Himmelsregion um Sagittarius A ist in Abbildung 38 mit der bisher höchsten Auflösung, die durch Einzelteleskope erreicht worden ist, dargestellt. In der 10.7 GHz-Karte von Pauls et al. (1976) reichte die Auflösung HPBW = 77" noch nicht aus, um genaue Aussagen über die Struktur von SGR A machen zu können. Interferometermessungen besitzen zwar eine vielfach höhere Auflösung, erfassen jedoch i.a. nicht die ausgedehnten Strukturen.

Dies wird besonders deutlich, wenn man die vorliegende neue Messung

(Abb. 38) mit der 2 cm-VLA-Messung von Ekers et al. (1983) vergleicht. Die beiden Hauptarme der damals entdeckten "Zentrumsspirale" (SGR A-West) erstrecken sich in Wirklichkeit 3 - 4mal weiter in das umgebende Medium. Die wegen ihres nichtthermischen Spektralindex ($\alpha_{OST} = -0.76$) und ihrer Schalenstruktur von den gleichen Autoren als dritthellster SNR der Galaxis interpretierte Quelle SGR A-Ost kann nur noch andeutungsweise, anhand von Ausstülpungen an der Ostflanke von SGR A-West, ausgemacht werden. Der nach Abzug der annähernd punktförmigen Quellen G359.97-0.10 und G359.98-0.08 (östlich von SGR A-Ost) berechnete integrierte Fluß von 45.0 ± 5.2 [Jy] beinhaltet die Gesamtemission bei 32 GHz in einem Umkreis von 3' zentriert auf das Intensitätsmaximum von SGR A-West. Dieser Gesamtfluß wurde somit bis auf die Punktquellensubtraktion in analoger Weise zum 10.7 GHz-Wert von Pauls et al. (1976) bestimmt. Abbildung 44 zeigt das zugehörige, um den 32 GHz-Wert erweiterte Frequenzspektrum aus Mills und Drinkwater (1984). Der daraus für hohe Frequenzen folgende Spektralindex $\alpha_{TOT} = -0.90$ ist sogar steiler als derjenige von SGR A-Ost und zeigt, wie der diffuse nichtthermische SGR A-Halo im Spektrum dominiert. Nach Ekers et al. (1983) besitzen aber das Intensitätsmaximum und die dort gezeigte Zentrumsspirale (≡ innerer Teil der tatsächlichen Spirale) einen flachen Spektralindex von $\alpha_{WEST} \approx 0.0$. Um dennoch $\alpha_{TOT} = -0.90$ für Gesamt-SGR A zu erhalten, folgt unter Berücksichtigung der tatsächlichen Ausdehnung der Zentrumsspirale, daß der Spektralindex entlang der Spiralarme nach außen hin rapide steiler werden muß. Oberdies ist die Ausgedehntheit der Spirale ein Indiz dafür, daß der SGR A-Halo mit SGR A-West assoziiert ist und nicht, wie von Mills und Drinkwater (1984) vermutet, von SGR A-Ost verursacht worden ist.

Sowohl das Abflachen des Spektralindex in Richtung auf das Intensitätsmaximum von SGR A-West als auch das Umklappen von α_{TOT} zu niedrigen Frequenzen hin (Abb. 44) läßt sich z.B. durch Synchrotronselbstabsorption erklären. Dieser Effekt tritt immer dann auf, wenn das emittierende Medium optisch dick für die erzeugte Synchrotronstrahlung wird. Der Beginn der Synchrotronselbstabsorption verschiebt sich mit zunehmender Teilchendichte n zu höheren Frequenzen, so daß bei Teilchendichten bis zu 10^5 [cm^{-3}] (Genzel et al., 1982) in SGR A-West auch für hohe Radiofrequenzen dieser Effekt dort auftreten kann. Da n in Richtung auf das Intensitätsmaximum

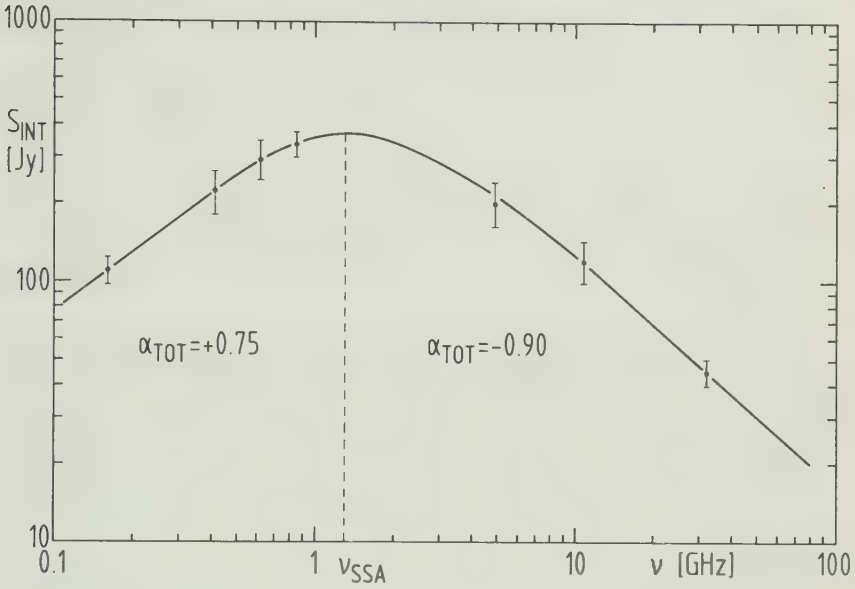


Abb. 44: Frequenzspektrum der Gesamtregion um SGR A. Die Werte bei Frequenzen ≤ 4.875 GHz wurden der Zusammenfassung von Mills und Drinkwater (1984) entnommen. Der 10.7 GHz-Wert geht auf die Effelsbergmessungen von Pauls et al. (1976) zurück, und der 32 GHz-Wert stammt aus Tabelle 13. Die Umklappfrequenz für die Synchrotronselbstabsorption liegt hier bei $\nu_{SSA} \approx 1.3$ [GHz]. Der theoretisch erwartete Wert von $\alpha = +5/2$ für $\nu < \nu_{SSA}$ wird wegen des Superpositionseffekts, der von der "Verschmierung" auf die Gesamtregion herrührt, nicht erreicht.

zunimmt, verflacht sich in gleicher Weise der Spektralindex über dem festgehaltenen Frequenzintervall (Ekers et al., 1983: [1.4, 5.0 GHz]). Für das Spektrum der Gesamtregion (r_{max} = 3') liegt die Umklappfrequenz, wegen einer wesentlich geringeren mittleren Teilchendichte, bei der vergleichsweise niedrigen Frequenz von $\nu_{SSA} \approx 1.3$ [GHz]. Andererseits könnte das Umklappen des integrierten Spektralindex, wie von Mills und Drinkwater (1984) vermutet, auch durch Absorption von dazwischen liegendem ionisierten Wasserstoff verursacht werden.

Nur die nördliche der beiden annähernd punktförmigen Quellen östlich von

SGR A-Ost (G359.98-0.08) liegt im Gebiet der von Ekers et al. (1983) gefundenen Ansammlung von HII-Regionen. Über G359.97-0.10 und G359.95+0.01 konnten keine Informationen aus der Literatur entnommen werden. Für die ausgedehnte, nordwestlich von SGR A gelegene Quelle G359.98+0.01 ist bereits von Pauls et al. (1976) ein integrierter Fluß von 12 [Jy] bei 10.7 GHz ermittelt worden. Zusammen mit dem zugehörigen Wert aus Tabelle 13 ergibt sich ein Spektralindex von $\alpha = -0.56$, was zusammen mit dem schalenförmigen Erscheinungsbild auf einen Supernovarest hindeutet. Zusammen mit SGR A-Ost wäre das schon der zweite SNR-Kandidat in unmittelbarer Nähe von SGR A-West.

Bereits genehmigte 32 GHz-Messungen der weiter nördlich gelegenen "Bogenstruktur" werden in Kürze mehr Details über ausgedehnte Strukturen in dieser Region liefern. Beobachtungen bei 90 GHz am 30 Meter-Teleskop auf dem Pico Veleta in Spanien (HPBW $\approx$ 28") würden zudem genauen Aufschluß über die Spektralindexverteilung bezüglich aller Skalenlängen bringen.

5.3.2 G21.5-0.9, 3C 58, G74.9+1.2

Hier werden die Plerions des 32 GHz-Katalogs einer näheren Betrachtung unterzogen.

Den Anfang macht der in Abbildung 34 gezeigte äußerst symmetrische SNR G21.5-0.9, dessen integrierter 32 GHz-Fluß von 5.64 ± 0.29 [Jy] das flache Spektrum $\alpha \approx 0.0$ (Becker und Kundu, 1976) bestätigt. Die hochauflösende 6 cm-VLA-Karte und die HRI-Röntgenkarte (Becker und Szymkowiak, 1981) des Einstein-Satelliten ordnen dieses Objekt den krebsartigen SNR ($\equiv$ Plerion) zu. Das Intensitätsmaximum der Röntgenkarte fällt exakt mit dem der Radiostrahlung bei 32 GHz zusammen, und auch die räumliche Ausdehnung des Gesamtobjekts ist in beiden Frequenzbereichen vergleichbar. Zudem weisen die Polarisationsdaten der 6 cm-VLA-Karte auf ein äußerst geordnetes Magnetfeld hin, das unter Vernachlässigung der Faraday-Rotation in radialer Richtung zum Zentrum verläuft. Abgesehen vom Zentrum (Depolarisation durch Superposition) liegen die Prozentpolarisationen bei 20 - 30%. Obwohl HI-Absorptionsmessungen eine Entfernungsangabe von $\approx$ 4.8 [kpc] (Caswell et al., 1975) erlauben würden, lassen Überlegungen von Weiler und Panagia (1980) und geringe relative integrierte Intensitäten im Radio- und Röntgen-

bereich eine Entfernung von d $\approx$ 15 [kpc] als angemessen erscheinen. Die physikalischen Parameter wären dann: Alter t = 2300 [a], Durchmesser D = 5.7 [pc], Abstand von der Galaktischen Ebene |z| = 230 [pc] ($b^{II} = -0°88$), mittlere Ausdehnungsgeschwindigkeit $\bar{v}$ = 1200 [km/sec] und Radioleuchtkraft ($10^7 - 10^{11}$ Hz) $L_R = 1.4 \cdot 10^{35}$ [erg/sec]. Die Radioleuchtkraft wäre dann fast identisch mit den $1.6 \cdot 10^{35}$ [erg/sec] des Krebsnebels (G184.6-5.8). Eine Assoziation mit dem in unmittelbarer Nähe gefundenen Pulsar PSR 1822-09 wird gegenwärtig mit hoher Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen.

Der integrierte Fluß des Plerions 3C 58 paßt mit $S_{INT} = 24.2 \pm 1.4$ [Jy] ebenfalls exakt in Extrapolationen veröffentlichter Spektren $\alpha = -0.09$ (z.B. Wilson und Weiler, 1976). Im Gegensatz zu G21.5-0.9 ist die Morphologie von 3C 58 im Radiofrequenzbereich durch eine starke Asymmetrie gekennzeichnet (siehe Abb. 40), bei der das Intensitätsmaximum sich mehr in den westlichen Teil der Quelle verlagert. Dieses Radiomaximum befindet sich in guter Übereinstimmung mit dem Intensitätsmaximum von IPC- und HRI-Röntgenbeobachtungen des Einstein-Observatoriums (Becker et al., 1982). Wegen der geringen relativen Röntgenleuchtkraft pro Flächeneinheit ist lediglich eine IPC-Röntgenkarte verfügbar. Die darin gezeigte Emission zeigt eine unaufgelöste gaußförmige räumliche Verteilung symmetrisch (bzgl. der α-δ-Koordinatenachsen) zum Strahlungsmaximum bei $\alpha_{50} = 2^h01^m52^s$, $\delta_{50} = 64°35'00"$ mit deutlich sichtbarer stärkerer Ausdehnung in Ost-West-Richtung (Faktor $\approx$ 1.3). Damit besitzt die Röntgenemission besonders nach Osten hin eine wesentlich geringere Ausdehnung als die Radioemission. Polarisationsmessungen am VLA bei 6, 21 und 50 cm ergeben ein an die Sphäre projiziertes intrinsisches Magnetfeld (Wilson und Weiler, 1976), das im wesentlichen in Ost-West-Richtung verläuft, aber in der Nähe des Strahlungsmaximums ($\alpha_{50} = 2^h01^m52^s$) nach Norden und Süden "ausgebeult" ist. Die Prozentpolarisationen am Ort des Strahlungsmaximums sind sowohl bei 6 cm als auch bei 21 cm Wellenlänge systematisch geringer als im übrigen Teil des SNR (typisch 20 - 30% bzw. 10 - 15%). Diese Besonderheit ist wahrscheinlich auf Depolarisationseffekte zurückzuführen, die analog zu G21.5-0.9 durch Superposition unterschiedlicher Magnetfeldrichtungen zustande kommen. 1978 meldete van den Bergh die Entdeckung des optischen Gegenstücks zu 3C 58 durch die Beobachtung von kurzen diffusen Filamenten

und Knoten in einem Gebiet von circa 300" Durchmesser im Bereich der Radioemission. In seinem Vergleich der VLA-Radiomessungen bei 6 und 21 cm Wellenlänge mit diesen neuen Beobachtungen im Optischen weist Weiler (1980) auf die Koinzidenz von Radiomaximum und Region dichtester optischer Filamente hin. Wegen des bisher Gesagten gilt diese Koinzidenz natürlich auch für die 32 GHz-Karte (Abb. 40).

Anhand von Abbildung 45 sei an dieser Stelle auf einen neuen Aspekt im Verständnis von 3C 58, sowie Plerions im allgemeinen, aufmerksam gemacht. Der hier dargestellte Schnitt durch den SNR in ost-westlicher Richtung veranschaulicht das offensichtliche Vorhandensein von mindestens drei ausgeprägten Intensitätserhöhungen an der östlichen Flanke. An den übrigen Flanken sind diese Intensitätserhöhungen wesentlich schwerer nachzuweisen, weil die dort existierende interstellare Materie wegen ihrer vermutlich höheren Dichte einen Rückstau verursacht, der die im Osten sichtbaren Strukturen verwischt (Morsi, 1985b). Obwohl Green und Gull (1982) HI-Daten veröffentlicht haben, lassen die dort gezeigten Abbildungen leider keine

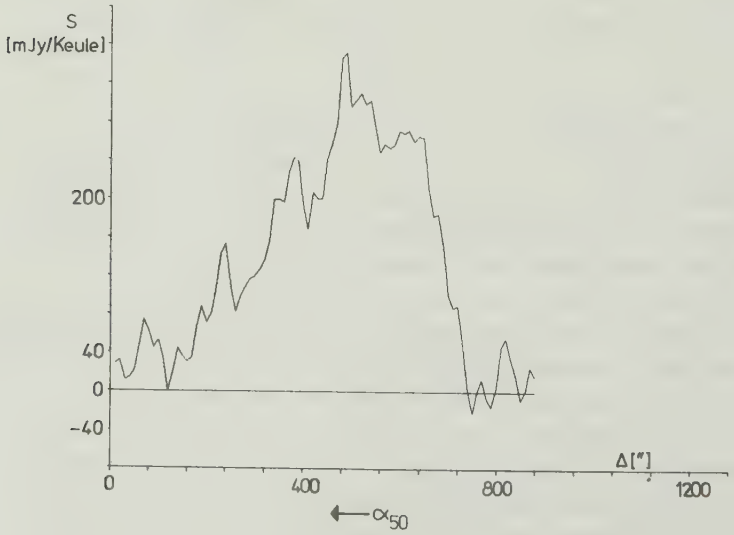


Abb. 45: Schnitt durch SNR 3C 58 bei 32 GHz und einer Deklination δ_{50} = 64°35'.4 (≙ "große Achse" des SNR)

konkreten Rückschlüsse auf HI-Verteilung am Ort von 3C 58 zu. Wenn man die Abbildungen 40 und 45 direkt vergleicht, kann man nun ebenfalls in der zweidimensionalen Konturlinienkarte die Intensitätserhöhungen an der Ostflanke von 3C 58 ausmachen. Der Auswahleffekt der Konturlinien verursacht dabei die beträchtlich verringerte Deutlichkeit dieser Struktur. Bei näherer Betrachtung der bereits von Wilson und Weiler (1976) veröffentlichten 21 cm-VLA-Karte werden diese drei Intensitätserhöhungen auch dort im Nachhinein bestätigt.

Die analog zu G21.5-0.9 anhand der Arbeit von Weiler und Panagia (1980) abgeleiteten physikalischen Parameter basieren auf einer Entfernungsbestimmung von d $\approx$ 3 kpc aufgrund neuer HI-Absorptionsmessungen durch Green und Gull (1982) (früher: $\approx$ 8 kpc durch z.B. Williams, 1973). Es ergeben sich: Alter t = 800 [a], Größe = 9 x 5 [pc], Abstand von der Galaktischen Ebene |z| = 160 [pc] (b^{II} = 3?11), mittlere Ausdehnungsgeschwindigkeit $\bar{v}$ = 4300 [km/sec] und Radioleuchtkraft (10^7 - 10^{11} Hz) $L_R = 2.1 \cdot 10^{34}$ [erg/sec]. Die Altersbestimmung wird zusätzlich abgestützt durch die ziemlich gesicherte Identifizierung von 3C 58 als SNR der historischen Supernova aus dem Jahre 1181 n.Chr. (Clark und Stephenson, 1977).

Abbildung 35 zeigt den wohlbekannten SNR G74.9+1.2 und die südwestlich gelegene Punktquelle E2013+3702 bei 32 GHz Empfangsfrequenz. Der von bisherigen Veröffentlichungen (z.B. Weiler und Shaver, 1978) als Plerion eingestufte Supernovarest weist bei dieser wesentlich höheren Frequenz die Form eines typischen Schalen-SNRs auf. Es ist dabei zu betonen, daß das "Loch" in G74.9+1.2 nicht etwa künstlich bei der Restauration (RESTOR, vgl. Kapitel 2.2.2) durch Residuen der Punktquelle E2013+3702 erzeugt wurde, da keine der Abdeckungen in Richtung der Verbindungslinie der beiden Objekte gefahren worden ist. Das "Loch" kann ebenfalls nicht durch sonstige, besonders starke Störungen (z.B. Wetter) einer einzelnen Abdeckung verursacht worden sein, weil Ringintegrationsprofile in allen Einzelabdeckungen diese Struktur aufweisen. Betrachtet man unter dem neuen Aspekt einer Schalenstruktur bisher veröffentlichte Interferometerkarten zwischen 6 und 49 cm Wellenlänge, so ist besonders in der 6 cm-Westerbork-Karte (Weiler und Shaver, 1978) eine bogenförmige Intensitätsverteilung zu erkennen.

Bei Annahme einer über die Quelle konstanten Magnetfeldstärke deutet dies

entweder auf einen verstärkten Alterungseffekt oder einem Energiecutoff der hochenergetischen Elektronen (Synchrotronstrahlung!) im Zentrum des SNRs. Ein für den gesamten SNR gültiger Energiecutoff der hochenergetischen Elektronen würde eine stark über die Quelle variierende Magnetfeldstärke fordern.

Die mit der Maximum-Entropie-Methode (MEM) behandelte IPC-Röntgenkarte des Einstein-Observatoriums (Wilson, 1980) zeigt lediglich im Energieband 0.5 - 3 [keV] eine ausgedehnte Quelle (1E2014.1+3702), deren in etwa zentral gelegenes Maximum ($\alpha_{50} = 20^h14^m11\overset{s}{.}8$, $\delta_{50} = 37°02'50"$) nahezu exakt mit der Position des südlichen Intensitätsmaximums in Abbildung 35 zusammenfällt. Das Intensitätsmaximum der Westerbork-Karten (Weiler und Shaver, 1978) liegt nordöstlich davon bei $\alpha_{50} = 20^h14^m13\overset{s}{.}3$, $\delta_{50} = 37°03'09"$ und damit an einer Stelle geringer 32 GHz-Intensität.

Eine weitere, nordwestlich gelegene, ausgedehnte Röntgenquelle wird von Wilson der Radioquelle E2013+3702 zugeordnet. Der Positionswinkel von $\approx 67°$ der beiden Maxima im Röntgenbereich entspricht recht gut dem Positionswinkel ($\approx 75°$) des erst kürzlich entdeckten optischen Gegenstücks von E2013+3702 (Geldzahler et al., 1984). Die optische CCD-Aufnahme zeigt ein extrem schwaches elliptisches Objekt von circa 4" Ausdehnung in Richtung der großen Halbachse. Die Autoren nehmen jedoch an, daß es sich hierbei lediglich um den hellsten Teil einer ausgedehnteren Quelle handelt. Die gleichzeitig präsentierten VLBI-Messungen bei 10.65 GHz lösen das bis dahin als punktförmig angesehene Objekt (Shaffer et al., 1978) in drei Komponenten auf. Die drei kompakten Teilquellen liegen fast exakt ($\Delta \approx 5°$) auf einer Linie von 2.5 Millibogensekunden Länge und einem Positionswinkel von 14°. Interessanterweise erinnert dieser Winkel an die aus den Polarisationsdaten von Duin et al. (1975) abgeleitete wahrscheinliche Richtung des Magnetfelds von $0° \pm 20°$.

Obwohl eine Reihe von HI-Absorptionsstudien (Sato, 1977; Kazês und Caswell, 1977; van Gorkom et al., 1982) 12 [kpc] als unteren Grenzwert für SNR G74.9+1.2 und E2013+3702 angegeben haben und damit eine Assoziation zwischen den beiden nur 7' auseinanderliegenden Objekten andeuteten, kann aufgrund der oben diskutierten Ergebnisse ein galaktischer Ursprung von E2013+3702 mit hoher Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden (Geldzahler

Tabelle 14: Strahlungsflüsse von G74.9+1.2 und E2013+3702

Mitten-frequenz	S_{INT} bzw. S_{GFIT} [Jy]		Referenz
ν [GHz]	G74.9+1.2	E2013+3702	
0.610	9.1 ± 1.2 ± 13%	1.14 ± 0.08 ± 7.0%	Weiler und Shaver (1978)
1.415	8.0 ± 1.5 ± 19%	1.15 ± 0.05 ± 4.3%	Duin et al. (1975)
1.415	8.7 ± 1.2 ± 14%	1.49 ± 0.09 ± 6.0%	Weiler und Shaver (1978)
2.695	—	1.63 ± 0.02 ± 1.2%	Duin et al. (1975)
2.695	7.18 ± 0.27 ± 3.7%	1.550± 0.074 ± 4.7%	Morsi (1982)
4.995	—	2.0 ± 0.1 ± 5.0%	Duin et al. (1975)
4.995	5.6 ± 1.3 ± 23%	1.72 ± 0.13 ± 7.6%	Weiler und Shaver (1978)
8.085	—	2.19 ± 0.06 ± 2.7%	Duin et al. (1975)
10.600	—	2.05 ± 0.25 ± 12%	Duin et al. (1975)
10.650	—	2.51 ± 0.08 ± 3.2%	Geldzahler et al. (1984)
10.690	4.8 ± 1.2 ± 25%	2.4 ± 0.4 ± 17%	Green et al. (zitiert von Weiler und Shaver, 1978)
22.500	—	1.83 ± 0.10 ± 5.5%	Duin et al. (1975)
32.000	1.47 ± 0.19 ± 13%	1.513± 0.075 ± 5.0%	aus vorliegender Arbeit (Tabelle 13)

et al., 1984). E2013+3702 erinnert vielmehr an eine Radiogalaxie. Das Fehlen einer "Strahlungsbrücke" zwischen den beiden Quellen in Einzelteleskopmessungen (vgl. Abb. 35) sowie die Variabilität (bei 2.7 und 8.1 GHz) und das Fehlen der vorausgesagten Eigenbewegung ($\approx$ 0.1 ["/a]) von E2013+3702 (Geldzahler et al., 1984) unterstützen diese Folgerung.

Zusätzlich sind die in Tabelle 14 aufgeführten integrierten Flüsse von G74.9+1.2 und E2013+3702 in Abbildung 46 gegenübergestellt. Während für

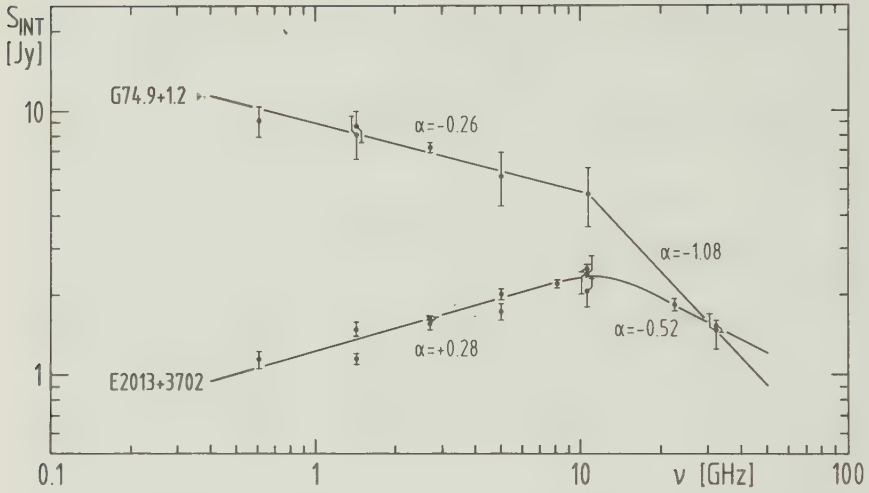


Abb. 46: Frequenzspektren der integrierten Flüsse von G74.9+1.2 und E2013+3702

die nichtthermische Strahlung der extragalaktischen Quelle E2013+3702 das Umklappen des Spektralindex zu tiefen Frequenzen ($\nu \approx 11$ GHz) von $\alpha = -0.52$ auf $\alpha = +0.28$ entweder durch Superposition optisch dicker nichtthermischer Komponenten oder durch einen "cut-off" im Energiespektrum der Elektronen erklärbar ist, wirkt sich im Fall des SNRs die weiter oben erwähnte Verstärkung des Elektronenalterungseffekts im Zentrum aus. Die kritische Frequenz für das Abknicken des integrierten Spektralindex bei G74.9+1.2 von $\alpha = -0.26$ auf $\alpha = -1.08$ liegt nur zufällig ebenfalls bei ≈ 11 GHz und soll, wegen des Fehlens weiterer Meßwerte oberhalb 10 GHz, nur als grober Schätzwert verstanden werden. Gleiches gilt für den Zahlenwert $\alpha = -1.08$! Damit hat der 32 GHz-Meßpunkt, im Vergleich zur Literatur, im integrierten Spektrum beider Quellen zu einer signifikanten Versteilerung der Spektralindizes oberhalb etwa 11 GHz geführt.

Basierend auf der für G74.9+1.2 gefundenen Abknickfrequenz von circa 10^{10} Hz sagt das Plerionmodell von Weiler und Panagia (1980) ein Alter von $\approx$ 35000 Jahren und eine Entfernung von $\approx$ 4.3 [kpc] voraus! Beide Werte stehen im krassen Widerspruch zu HI-Absorptionsdaten (d > 12 [kpc]) bzw.

Altersbestimmungen durch Σ-D-Relationen, so daß die Anwendung dieses Plerionmodells hier nicht möglich ist. Statt dessen werden aufgrund geometrischer Überlegungen und Anwendung von Formel (122) aus Kapitel 5.3.3 folgende physikalische Parameter abgeleitet: Alter t = 4600 [a] (Clark und Caswell, 1976), Durchmesser D = 21 [pc] (32 GHz: r_{BASIS} = 180"), Abstand von der Galaktischen Ebene |z| = 240 [pc] (b^{II} = 1°.15), mittlere Ausdehnungsgeschwindigkeit $\bar{v}$ = 2200 [km/sec] und Radioleuchtkraft (10^7 - 10^{11} Hz) $L_R = 3.0 \cdot 10^{34}$ [erg/sec] (nach (122) unter Beachtung des Knicks im Spektrum). Wegen des völlig unerwarteten Abknickens des integrierten Spektrums und der morphologischen Sonderstellung von G74.9+1.2 sollen Alters- und Geschwindigkeitsangabe dabei nur als grobe Anhaltswerte für Vergleiche verstanden werden. Die tatsächlichen Zahlenwerte können unter Umständen erheblich davon abweichen.

5.3.3 CAS A (Halo)

Die Diskussion der schalenförmigen Supernovareste wird durch die in Abbildung 31 dargestellte Quelle Cassiopeia A angeführt.

Um den auf die Epoche 1984 bezogenen integrierten Flußwert aus Tabelle 13 S^{84}_{INT} = 152.5 ± 8.1 [Jy] mit dem von Baars et al. (1977) publizierten absoluten CAS A-Spektrum vergleichen zu können, muß eine Umrechnung auf die dort verwendete Epoche 1965 erfolgen. Die dazu benutzte Relation der gleichen Autoren berücksichtigt die zeitliche Abnahme des integrierten Flusses in Abhängigkeit von der Frequenz im Frequenzintervall [≈ 20 MHz; ≈ 30 GHz]. Der so ermittelte 32 GHz-Wert von S^{65}_{INT} = 169.2 ± 9.4 [Jy] (±5.5%) liegt etwas unter dem nach Baars et al. (1977) extrapolierten Flußwert (α^{65} = -0.79) von 205.1 ± 19.0 [Jy] (±11%). Zusammen mit dem von Hobbs et al. (1968) bei 31.4 GHz gemessenen Wert von 171 ± 33 [Jy] (±19%) könnte dies ein Hinweis auf eine Versteilerung des CAS A-Spektrums oberhalb 25 - 30 [GHz] sein.

Die vorliegende 32 GHz-Karte von CAS A zeigt deutlich die bereits bei anderen Radiofrequenzen (z.B. Bell, 1977) und im Röntgenbereich (Fabian et al., 1980) gefundene Schalenstruktur. Der von Stewart et al. (1983) entdeckte Röntgenhalo, der sich bis zu einem Radius von ≈ 6' erstreckt, ist bei 32 GHz nicht signifikant. Statt dessen wird die in Abbildung 47 ge-

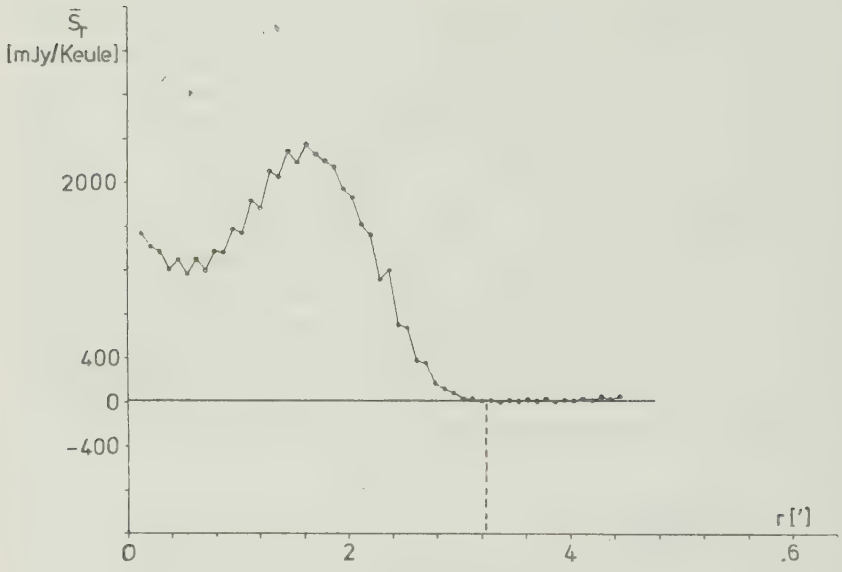


Abb. 47a: Ringintegrationsprofil von CAS A bei 32 GHz. Der Mittelpunkt der 5" breiten, konzentrisch angeordneten, kreisförmigen Ringe liegt bei $\alpha_{50} = 23^h21^m11\overset{s}{.}83$, $\delta_{50} = 58°32'39"$. *Die Ringe liegen bis* $r_{VOLLST} = 4\overset{'}{.}08$ *vollständig innerhalb der Kartenbegrenzung (vgl. Abb. 31)! Die gestrichelte Hilfslinie markiert den Radius* $r_{BASIS} = 3\overset{'}{.}25$, *innerhalb dessen der Gesamtfluß des SNRs* $S_{INT} = (152.5 \pm 8.1)$ [*Jy*] *bestimmt wird. Der so ausgezeichnete mittlere Fluß* $S_{r_{BASIS}} = 11$ [*mJy/Keule*] *dient als Bezugspunkt für die Parallele zur x-Achse.*

zeigte obere Abschätzung angegeben. Deshalb scheidet der von denselben Autoren unter anderem vorgeschlagene Synchrotronmechanismus als Quelle der Halostrahlung im Röntgenbereich mit großer Wahrscheinlichkeit aus.

Die physikalischen Parameter von CAS A sind: Alter t = 328 [a] (Kamper und van den Bergh, 1976: AD 1657±3), Entfernung d = 2.8 [kpc] (van den Bergh und Dodd, 1970), Durchmesser D = 5.3 [pc] (32 GHz: r_{BASIS} = 195"), Abstand von der Galaktischen Ebene |z| = 104 [pc] ($b^{II} = -2\overset{°}{.}13$), aktuelle Ausdehnungsgeschwindigkeit (der Radioschale) v = 1700 [km/sec] (Bell, 1977) und Radioleuchtkraft (0.3 - 30 GHz) $L_R = 1.8 \cdot 10^{35}$ [erg/sec] (nach (122)).

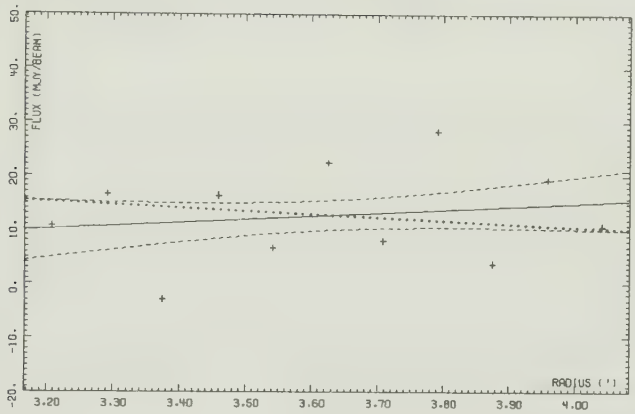


Abb. 47b: Ausschnittvergrößerung zu Abb. 47a. Die gestrichelten Kurven geben (wie stets) den 1σ-Fehler zu jedem Punkt der durchgezogenen Kurve, die nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ermittelt wird, an. Die durchgezogene Kurve ist zwar die wahrscheinlichste Gerade, aber zum einen ist der Fehler der Steigung größer als die Steigung selbst (A4), und zum anderen ist sie unverträglich mit einem nach außen hin abfallenden Halo. Die gepunktete Gerade gibt deshalb als obere Abschätzung eine nach außen hin abfallende Intensitätsverteilung an, die gerade noch im 1σ-Schlauch liegt. Nimmt man ihre Intensität bei r_{VOLLST} als Bezugsniveau, so ergibt sich zwischen r = 3!17 und 4!08 ein linearer Intensitätsabfall von 5.5 auf 0 [mJy/Keule].

$$L = 4\pi\, d^2 \int_{\nu_1}^{\nu_2} S(\nu)\, d\nu \quad ; \quad S(\nu) \sim \nu^{\alpha} \qquad \text{(Pacholczyk, 1970)}$$

$$L_R = 1.1967 \cdot 10^{15}\, d^2\, S_1\, \frac{\nu_2^{\alpha+1} - \nu_1^{\alpha+1}}{(\alpha+1)\,\nu_1^{\alpha}} \qquad (122)$$

mit $[L_R]$ = erg/sec
$[d]$ = pc
$[S_1]$ = Jy
$[\nu_1] = [\nu_2]$ = Hz

5.3.4 W49B, KES 75, G11.2-0.3

Der Schalen-SNR W49B ist in Abbildung 39 dargestellt. Im Gegensatz zu bisherigen Kartierungen des Radiokontinuum (1.4 und 5.0 GHz: Pye et al. (1984); 15.0 GHz: Green et al. (1975)) zeigt die 32 GHz-Karte eine vollständige Schale.

In Übereinstimmung mit der Literatur weist der südwestliche Teil der Schale die größten Intensitätswerte auf. In der übrigen Schale werden nur noch halb so hohe Werte erreicht. Besonders interessant ist die diffuse SNR-Komponente, die hier zum ersten Mal bei W49B gesehen wird, und sich außerhalb der nördlichen Schale befindet! Diese Morphologie erinnert an das Emissionsplateau von CAS A, das dort besonders deutlich im Osten zu erkennen ist (Bell, 1977). Der integrierte 32 GHz-Fluß paßt mit 6.90 ± 0.38 [Jy] gut in das extrapolierte Spektrum, das laut Green et al. (1975) zwischen 0.408 und 15 GHz einen Index von $\alpha = -0.48 \pm 0.05$ besitzt. Die VLA-Polarisationsdaten bei 1.4 und 5.0 GHz (Pye et al., 1984) enthalten überraschenderweise keinerlei signifikante lineare Polarisation, was zum Beispiel durch ein außergewöhnlich kompliziertes Magnetfeld verursacht werden könnte (Depolarisation durch Superposition).

Die auf 70" verschmierte HRI-Röntgenkarte des Einstein-Observatoriums (Pye et al., 1984) zeigt eine ausgedehnte Quelle mit von innen nach außen abfallender Intensität. Es entsteht dabei eine Antikorrelation zwischen Radio- und Röntgenmorphologie. Das Material, das die Röntgenstrahlung emittiert, könnte z.B. durch die im Radiobereich sichtbare Schale im Inneren des SNRs gebunden sein. Eine solche Antikorrelation ist nicht einzigartig und findet sich ebenfalls beim SNR W44 (Watson et al., 1983).

Die physikalischen Parameter von W49B sind: Alter t = 740 [a] (Clark und Caswell, 1976), Entfernung d = 10 [kpc] (Radhakrishnan et al., 1972; Downes und Wilson, 1974), Durchmesser D = 15.5 [pc] (32 GHz: r_{BASIS} = 160"), Abstand von der Galaktischen Ebene $|z|$ = 33 [pc] (b^{II} = -0°.19), aktuelle Ausdehnungsgeschwindigkeit v = 4100 [km/sec] (nach (123)) und Radioleuchtkraft (0.3 - 30 GHz) $L_R = 4.0 \cdot 10^{34}$ [erg/sec] (nach (122)).

Unter Voraussetzung adiabatischer Expansion, und damit die Anwendbarkeit der Sedov-Lösungen (Sedov, 1959), läßt sich die aktuelle Ausbreitungsge-

schwindigkeit v der SNR-Schockfront berechnen (Gronenschild, 1979) (vgl. auch Morsi, 1982)

$$v = 1.9407 \cdot 10^5 \frac{D}{t} \qquad (123)$$

mit [v] = km/sec
[D] = pc
[t] = a

Der integrierte Fluß des SNR KES 75 beträgt bei 32 GHz 1.018 ± 0.071 [Jy] und legt zusammen mit bisherigen Flußwerten ($\nu \leq 8.1$ GHz) aus der Literatur den Spektralindex auf $\alpha = -0.63$ fest. Dieser Wert befindet sich etwa in der Mitte zwischen den veröffentlichten Spektralindizes -0.5 (Becker und Kundu, 1976) und -0.7 (Weiler, 1983).

Die in Abbildung 36 präsentierte 32 GHz-Karte zeigt eine nach Südosten geöffnete Schale, auf der drei gut ausgeprägte "Intensitäts-Blobs" liegen. Sie werden im folgenden, beginnend mit dem stärksten Blob im Südwesten, von I bis III im Gegenuhrzeigersinn durchnummeriert. Die nordöstliche Ausweitung von Blob III erhält die Nummer IV. Tabelle 15 enthält die zugehörigen Positionsangaben.

Tabelle 15: Positionen der 32 GHz-Intensitäts-Blobs von KES 75

Blob	Äquatoriale Position	
	α_{50} [hms]	δ_{50} [° ' "]
I	18 43 45.4	-3 02 57
II	18 43 48.9	-3 01 57
III	18 43 52.0	-3 02 20
IV	18 43 53.7	-3 01 47

In Interferometerkarten bei 2.7 und 8.1 GHz (Becker und Kundu, 1976) sowie bei 1.4 GHz (Becker et al., 1983) werden zwar ebenfalls Intensitätsblobs gefunden, aber ihre dortige Anordnung sowie das Fehlen der diffusen Komponente läßt die Autoren eine nach Norden und Nordwesten geöffnete Schale

vermuten! Es wird zwischen fünf Blobs (A bis E) unterschieden, von denen lediglich A, B und E mit den 32 GHz-Blobs I, II und IV identifiziert werden können. Blob C und D liegen in den Interferometerkarten auf einem gedachten, nach außen gewölbten Bogen zwischen I und IV und vermitteln so den Eindruck einer zu Abbildung 36 recht gegensätzlichen Morphologie. Das Fehlen der diffusen Komponente äußert sich besonders in der 1.4 GHz-VLA-Messung, deren integrierter Flußwert mit 4.1 Jy sowohl gegenüber dem integrierten Spektrum als auch bzgl. der Einzelteleskopbeobachtung von Altenhoff et al. (1970) bei 1.4 GHz ($S_{INT} = 7$ Jy) um etwa den Faktor 2 zu klein ist.

Die 1.4 GHz-Polarisationsdaten von Becker et al. (1983) weisen nur für ein Gebiet von 10" Durchmesser ($\alpha_{50} = 18^h43^m47^s.6$, $\delta_{50} = -3°01'51"$) im Bereich von Blob II (bzw. B) die Existenz von linear polarisierter Strahlung nach. Die Prozentpolarisation beträgt dabei 10% mit einem Positionswinkel des elektrischen Feldstärkevektors von 80°. Blob II wird außerdem durch IPC- und HRI-Röntgenbeobachtungen (Becker et al., 1983) ausgezeichnet, weil lediglich hier Röntgenemission (1E1843-0301) nachgewiesen werden konnte. Die HRI-Röntgenkarte zeigt eine ausgedehnte Quelle von $\approx$ 30" Durchmesser, deren exakte Position mit $\alpha_{50} = 18^h43^m47^s.7 \pm 0^s.3$ und $\delta_{50} = -3°01'41" \pm 4"$ angegeben wird. Zusammen mit dem relativ flachen Spektralindex von -0.27 ± 0.15 für Blob II (Becker und Kundu, 1976) im Radiobereich vermuten Becker et al. (1983) und Weiler (1983) einen Plerion am Ort von Blob II (bzw. B), der von einer Schale mit steilem Spektralindex im Norden und Osten umgeben ist. Die vorliegenden 32 GHz-Daten sowie der große Spektralindexfehler, der für Blob II auch einen Spektralindex von -0.42 erlauben würde, deuten eher auf einen ganz normalen Schalen-SNR, dessen Position zufällig mit der einer Röntgenquelle koinzidiert. Obwohl diese Zufallswahrscheinlichkeit nur 10^{-4} (Becker et al., 1983) beträgt, erscheint das gegenwärtig immer noch sinnvoller zu sein, als einen SNR-Mischtyp zu postulieren, bei dem der Plerion auf der Schale sitzt!

Da in der Literatur keine konkreten Altersangaben zu finden sind, soll mit (124) aus Caswell und Lerche (1975) zumindest eine Abschätzung aufgrund der Σ-D-Relation versucht werden.

$$t = 1.20\, D^{5/2} \exp(-|z| / 360) \qquad (124)$$

mit [t] = a
[D] = [z] = pc

Basierend auf der Entfernungsbestimmung von $\approx$ 7 kpc durch HI-Absorptionsmessungen (Caswell et al., 1975) erhält man folgende physikalischen Parameter: Alter t = 100 [a] (nach (124)), Durchmesser D = 6.1 [pc] (32 GHz: r_{BASIS} = 90"), Abstand von der Galaktischen Ebene |z| = 31 [pc] (b^{II} = -0°.25), aktuelle Ausdehnungsgeschwindigkeit v = 11700 [km/sec] (nach (123)) und Radioleuchtkraft (0.3 - 30 GHz) $L_R = 4.1 \cdot 10^{33}$ [erg/sec] (nach (122)).

Mit einem Alter von nur circa 100 Jahren wäre KES 75 der jüngste bekannte SNR der Galaxis. Dies geht in dieselbe Richtung wie die Überlegung von Becker et al. (1983), die aufgrund des extrem großen Leuchtkraftverhältnisses von Röntgen- zu Radiofrequenzen $L_X/L_R \approx 150$ für Blob II (bzw. B) KES 75 zumindest für den jüngsten Plerion der Galaxis halten. Die Verwendung von L_X/L_R als Altersindikator für Plerions wurde bereits 1982 von Becker et al. vorgeschlagen.

Die 32 GHz-Karte von Schalen-SNR G11.2-0.3 ist in Abbildung 33 wiedergegeben. Im Gegensatz zum von Downes (1984) abgeleiteten integrierten Spektralindex von -0.56 (für $\nu \leq 5$ GHz) ergeben ein neuer 2.695 GHz-Wert von 11.49 ± 1.15 [Jy] (Reich et al., 1984) und der 32 GHz-Fluß von 4.04 ± 0.24 [Jy] aus Tabelle 13 einen zu höheren Frequenzen deutlich flacheren Spektralindex α_{TOT} = -0.39. Die VLA-Karte bei 1.465 GHz (Downes, 1984) zeigt ein deutlich ausgeprägtes schalenförmiges Objekt mit maximaler Intensität im südöstlichen Teil einer insgesamt vollständigen Schale. Die HRI-Röntgenkarte (Einstein-Observatorium) der gleichen Autorin gibt eine unvollständige Schale geringer durchschnittlicher Intensität wieder. Relativ starke ausgedehnte 0.1 - 4 [keV] Röntgenemission ist lediglich am Ort des südöstlichen 1.465 GHz-Radiomaximums sowie in der Nähe des SNR-Zentrums, wo die VLA-Karte nur schwache diffuse Radioemission zeigt, zu sehen. Nach Downes (1984) sei das Fehlen einer kompakten Röntgenquelle ein Indiz für die Zugehörigkeit der "Zentrumsquelle" zur Schale, die ja lediglich in Projektion gesehen werde.

Die SNR-Schale in der 32 GHz-Karte ist nur annähernd vollständig, da sie

durch zahlreiche Intensitätseinbrüche gekennzeichnet ist. Der Ort des absoluten Intensitätsminimums im Bereich der Schale liegt dabei analog zu den Röntgenbeobachtungen im Norden. Insgesamt ist die 32 GHz-Radiostrahlung im Ostteil der Schale intensiver als im Westteil, wobei das absolute Maximum sich hier im Nordosten befindet. Interessanterweise ist exakt am Ort der "Zentrumsquelle" des Röntgenbereichs ebenfalls ein 32 GHz-Radiomaximum zu erkennen. Da dieses 32 GHz-Maximum so stark wie die südöstliche Schale ist, ergibt sich aufgrund der drastisch veränderten Radiomorphologie ein völlig anderes Bild von G11.2-0.3. Im ungefähren Zentrum des SNRs scheint eine Quelle mit relativ flachem Spektralindex $\alpha_{ZENTRUM} > -0.39$) zu existieren, die sich mit zunehmender Frequenz immer stärker gegenüber den Schalenintensitäten, bei denen ein für junge Schalen-SNR typischer, steiler Index ($\alpha_{SCHALE} < -0.56$) vorliegt, durchsetzt. Ob es sich bei der "Zentrumsquelle" um ein thermisches Objekt oder um eine Quelle mit flachem Synchrotronspektrum handelt, kann ohne zusätzliche Messungen nicht beantwortet werden. Träfe der letztgenannte Fall zu, dann wäre G11.2-0.3 ein weiterer Kandidat für die Klasse der SNR-Mischtypen. Damit würde sich wiederum eine Dominanz der Mischtypen bei den jungen SNR abzeichnen! Obwohl die Wahrscheinlichkeit für die zufällige Koinzidenz von G11.2-0.3 mit einer unkorrelierten Röntgenquelle im Hintergrund sehr klein ist ($\approx 10^{-4}$), soll diese Möglichkeit jedoch nicht völlig ausgeschlossen werden.

Basierend auf der Entfernungsbestimmung d = 7.5 ± 2.5 [kpc] von Ilovaisky und Lequeux (1972), für die HI-Absorptionsdaten den unteren Grenzwert (5 kpc) und Formaldehyd- und OH-Daten den oberen Grenzwert (10 kpc) lieferten, werden folgende physikalischen Parameter abgeleitet: Alter t = 415 [a] (nach (124)), Durchmesser D = 11 [pc] (32 GHz: r_{BASIS} = 150"), Abstand von der Galaktischen Ebene |z| = 46 [pc] (b^{II} = -0°.35), aktuelle Ausdehnungsgeschwindigkeit v = 5100 [km/sec] (nach (123)) und Radioleuchtkraft (0.3 - 30 GHz) $L_R = 1.4 \cdot 10^{34}$ [erg/sec] (nach (122)).

Bereits beantragte und genehmigte Beobachtungen bei 10.7 GHz werden in Kürze einen weiteren, wichtigen Meßpunkt für das integrierte Spektrum von G11.2-0.3 liefern.

5.3.5 3C 391, 3C 397

Bei den in diesem Unterkapitel betrachteten Schalen-SNR handelt es sich um Objekte, die bei 32 GHz Empfangsfrequenz bereits relativ geringe Strahlungsflüsse pro Antennenhauptkeule (26."5) aufweisen. Da in der zur Verfügung stehenden Zeit nur wenige Überdeckungen gefahren werden konnten, soll die 32 GHz-Morphologie dieser SNR hier mit größerer Vorsicht interpretiert werden.

Abbildung 41 zeigt den Schalen-SNR 3C 391 bei 32 GHz Empfangsfrequenz. Der exzessive 32 GHz-Fluß $S_{INT} = 8.45 \pm 0.47$ [Jy] bestätigt die Vermutungen von Bridle und Kesteven (1971) und Chaisson (1974), die für hohe Frequenzen ($\gtrsim$ 10 GHz) ein deutliches Abflachen des steilen nichtthermischen SNR-Spektrums ($\alpha = -0.52$) voraussagen. Bis auf die Messungen von Chaisson (1974) selbst (!) und Goss (1972) bei 15.5 bzw. 31.4 GHz zeigen sämtliche Beobachtungen oberhalb 5 GHz dieses exzessive Verhalten (vgl. Abb. 48). Da die Intensitätsverteilung in der 15.5 GHz-Karte unvereinbar mit allen anderen Beobachtungen ist und der 31.4 GHz-Flußwert auf einer falschen Annahme beruht (symmetrische Gaußverteilung), sollen diese Werte im folgenden vernachlässigt werden.

Das Umklappen des integrierten Spektrums bei tiefen Frequenzen wird in ansonsten kontroversen Veröffentlichungen (z.B. Chaisson (1974) und Goss et al. (1979)) übereinstimmend durch Absorption von sich in der Sichtlinie befindlichem, ionisierten Wasserstoff erklärt. Damit ist dann auch den beobachteten Radio-Rekombinationslinien (z.B. Downes und Wilson (1974) und Cesarsky (1976)) Rechnung getragen. Bei den Dimensionen dieser HII-Regionen gehen die Meinungen jedoch auseinander. Während Chaisson (1974) Winkeldurchmesser von $\gtrsim$ 3' postuliert, um auch exzessive Flüsse bei hohen Frequenzen zu erklären, gehen Goss et al. (1979) von Durchmessern > 10' aus, die die Eliminierung der (thermischen) HII-Emission mittels Basisniveaubildung ermöglichen. Dadurch rechtfertigen letztgenannte Autoren das steile nichtthermische SNR-Spektrum auch für höchste Frequenzen (> 10 GHz). Da Goss et al. (1979) dem 15.5 GHz-Wert von Chaisson mißtrauen, stützt sich ihre ungestörte Verlängerung des nichtthermischen Spektrums ($\alpha = -0.52$) lediglich auf den unsicheren 31.4 GHz-Punkt; und das, obwohl ihr eigener 10.7 GHz-Wert ein Abflachen des Spektralindex erkennen läßt (siehe Tabelle 16)! In

Tabelle 16: Strahlungsflüsse von 3C 391

Mitten-frequenz ν [GHz]	S_{INT} [Jy]	Referenz
0.080	27 ± 5	Caswell et al. (1971)
0.080	34 ± 5	Dulk und Slee (1972)
0.080	40 ± 8	Dulk und Slee (1975)
0.080	53 ± 6	Slee (1977)
0.086	39.5 ± 3.0	Artyukh et al. (1969)
0.160	42 ± 3	Dulk und Slee (1975)
0.160	45.9 ± 3.9	Slee (1977)
0.178	26	Bennett (1962)
0.178	17.7	Gower et al. (1967)
0.178	17	Holden und Caswell (1969)
0.318	34 ± 5	Condon (1971)
0.408	27 ± 4.5	Kesteven (1968)
0.408	34.4 ± 3	Caswell et al. (1971)
0.408	34.4	Green (1974)
0.750	29.4 ± 1.5	Pauliny-Toth et al. (1966)
1.400	20.6	Pauliny-Toth et al. (1966)
1.400	19	Altenhoff et al. (1970)
1.400	20 ± 2	Goss et al. (1979)
1.410	19	Beard und Kerr (1969)
1.410	17.8	Gardner et al. (1969)
1.667	16.4 ± 1.5	Caswell et al. (1971)
2.650	13.6	Kellermann et al. (1968)
2.650	11	Beard und Kerr (1969)
2.650	11.6	Gardner et al. (1969)
2.695	13.67±1.37	Reich et al. (1984)
2.700	14.0	Becker und Kundu (1976)
3.200	11.0 ± 1.0	Caswell et al. (1971)
5.000	10.0	Milne (1969)
5.000	9.4	Reifenstein et al. (1970)
6.630	9.0 ± 0.5	Bridle und Kesteven (1971)

Tabelle 16 (Forts.)

Mitten-frequenz ν [GHz]	S_{INT} [Jy]	Referenz
8.100	7.8	Becker und Kundu (1976)
8.800	9.6	Dickel et al. (1973)
10.630	7.6 ± 0.6	Bridle und Kesteven (1971)
10.700	7.5 ± 0.8	Goss et al. (1979)
15.500	5.3 ± 0.5	Chaisson (1974)
31.400	3.3 ± 0.6	Goss (1972)
32.000	8.45±0.47	aus vorliegender Arbeit (Tabelle 13)

der Richtung von 3C 391 scheinen also eine oder mehrere HII-Regionen mit Durchmessern $\leq 10'$ zu existieren; womit die Existenz einer größeren diffusen HII-Region noch nicht einmal ausgeschlossen wäre. Bei einer Entfernung von d = 11 [kpc] (Caswell et al., 1971: HI-Daten) und des vollständigen Verbleibens des Sehstrahls in der Galaktischen Ebene ($b^{II} \approx 0.^{\circ}0$) ist dies mit an Sicherheit grenzender Wahrscheinlichkeit der Fall.

Die bisher beste Radiokarte (Goss et al., 1979) wurde in Effelsberg bei 10.7 GHz aufgenommen und zeigt eine nach Südosten geöffnete Schale, die dort in ein Plateau von relativ geringer Flächenhelligkeit übergeht. Plateau und Schale haben jeweils in etwa dieselbe Ausdehnung. Die Interferometerkarte bei 8.1 GHz von Becker und Kundu (1976) besitzt zwar eine vielfach höhere Auflösung, ist aber von sehr schlechter Qualität. Die 32 GHz-Karte (Abb. 41) kann nur zur Bestätigung von relativ starker Emission im Nordwesten sowie schwacher, diffuser Emission am Ort des Plateaus im Südosten dienen.

Die IPC-Röntgenkarte des Einstein-Observatoriums (Wang und Seward, 1984) weist im Gegensatz zum Radiobereich zwei ausgeprägte Maxima ausgedehnter Emission auf. Das nordwestliche Röntgenmaximum ($\alpha_{50} = 18^{h}46^{m}48.^{s}4$, $\delta_{50} = -0°58'25"$) liegt innerhalb der Radioschale, deren größte 10.7 GHz-Intensität ($\alpha_{50} = 18^{h}46^{m}43^{s}$, $\delta_{50} = -0°58'46"$) mehr als 1' westlich gelegen ist.

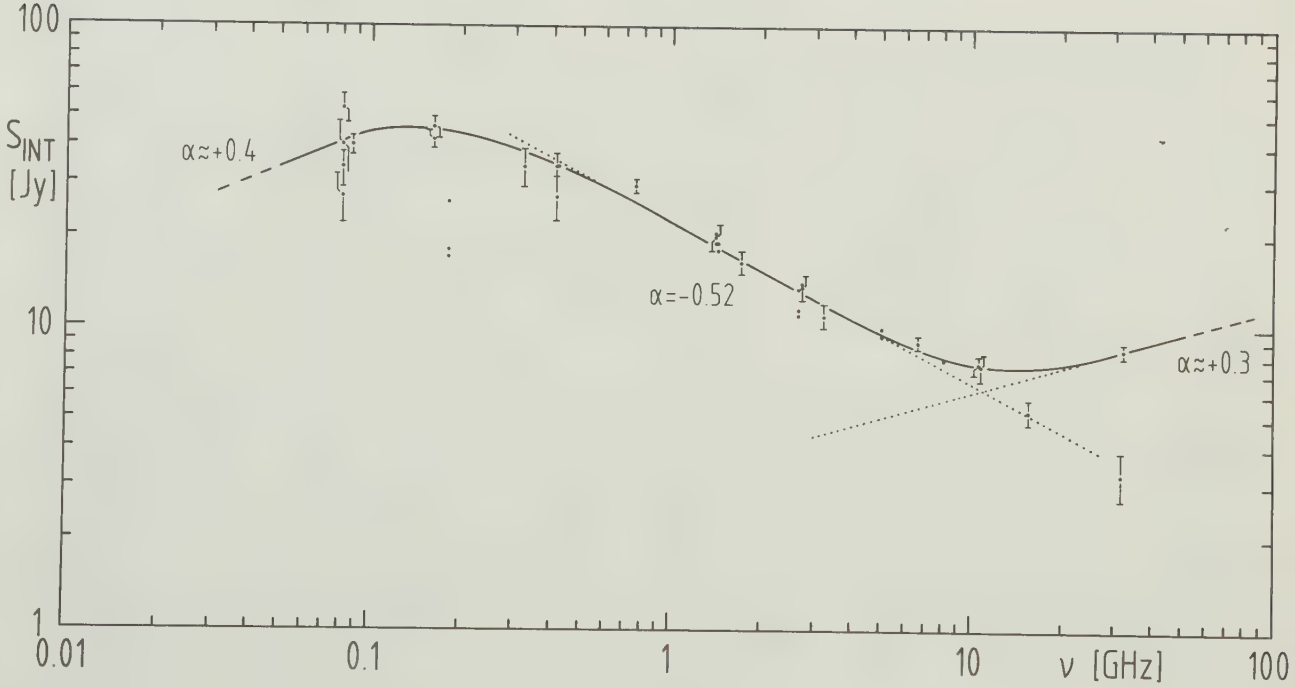


Abb. 48: Frequenzspektrum von 3C 391 (vgl. Tabelle 16)

Das zweite, intensivere Röntgenmaximum ($\alpha_{50} = 18^h46^m58\overset{s}{.}6$, $\delta_{50} = -1°00'38"$) befindet sich am Ort des Radioplateaus im Südosten von 3C 391. Wang und Seward (1984) ordnen beide Röntgenmaxima der in Projektion gesehenen dünnen SNR-Schale zu. Ein exakter Vergleich zwischen Röntgen- und Radiomorphologie deutet jedoch eher an, daß nur das nordwestliche Röntgenmaximum mit dem SNR assoziiert ist und sich in dessen Inneren am Ort des heißen Gases befindet. Das südöstliche Röntgenmaximum und dessen diffuse Erweiterung erstrecken sich viel zu weit nach Südosten und besitzen nicht einmal teilweise ein Gegenstück im Radiobereich. Eine Alternative wäre die Zuordnung des südöstlichen Röntgenmaximums zu der Quelle, die im Radiobereich für das Abflachen des Spektralindexes verantwortlich ist.

Zur Ableitung der physikalischen Parameter muß die Radiostrahlung aus der Region um 3C 391 jedoch als Ganzes betrachtet werden, weil eine Trennung der Quellen anhand der vorliegenden 32 GHz-Kartierung nicht möglich ist. Die Parameter lauten dann: Alter t = 4300 [a] (nach (124)), Durchmesser D = 27 [pc] (32 GHz: r_{BASIS} = 250"), Abstand von der Galaktischen Ebene |z| = 5.8 [pc] (b^{II} = 0°.03), aktuelle Ausdehnungsgeschwindigkeit v = 1200 [km/sec] (nach (123)) und Radioleuchtkraft (0.3 - 30 GHz) $L_R = 3.1 \cdot 10^{34}$ [erg/sec] (nach (122) unter Beachtung des Abflachens im Spektrum).

Beobachtungen bei 22 GHz mit dem Maser-Empfangssystem in Effelsberg sind sowohl für das integrierte Spektrum als auch für das Studium der Radiomorphologie von größtem Interesse. Zur Verbesserung der 32 GHz-Karte, die lediglich 3 Überdeckungen beinhaltet, sind zudem weitere Messungen bei dieser Frequenz erforderlich. Damit würde die Erstellung einer Spektralindexverteilung ermöglicht, die genauere Informationen über Art und Lage der beteiligten Quellen liefern könnte.

Die Quelle 3C 397 besteht aus einer östlichen ($\alpha_{50} = 19^h05^m09\overset{s}{.}3$, $\delta_{50} = 7°03'21"$) und einer circa 9' entfernten westlichen Komponente ($\alpha_{50} = 19^h04^m47^s$, $\delta_{50} = 7°04\overset{'}{.}3$; ermittelt aus 15.5 GHz-Karte von Dickel und DeNoyer (1975)), die von Willis (1973) als nichtthermische Quelle bzw. HII-Region identifiziert worden waren. Die 32 GHz-Karte (Abb. 42) zeigt lediglich die nichtthermische Teilquelle 3C 397-Ost. Dickel und DeNoyer (1975) geben mit ihren Kartierungen bei 10.6 und 15.5 GHz einen Überblick über die Gesamtquelle.

Die besonders in der 15.5 GHz-Karte gezeigte klare Trennung zwischen thermischer und nichtthermischer Teilquelle wird durch die vorliegende, noch höherauflösende 32 GHz-Karte bestätigt. Auch die ausschließliche Präsenz von Rekombinationslinien im Gebiet von 3C 397-West (Dickel und DeNoyer, 1975) widerspricht der Vermutung (Willis, 1973) einer Überlappung mit 3C 397-Ost.

Die integrierten Spektren der Teilquellen (Abb. 49) verdeutlichen den nichtthermischen Charakter von 3C 397-Ost (α = -0.48) und den thermischen Charakter von 3C 397-West (α = 0.0). In der 160 MHz-Karte (Slee, 1977) ist 3C 397-West wegen ihrer thermischen Natur bereits völlig verschwunden, so daß der angegebene integrierte Fluß von 3C 397 (total) mit dem der nichtthermischen Teilquelle identisch sein sollte. Der zweite, besonders vertrauenswürdige Flußwert ist, wie üblich, durch Ringintegration in der hochauflösenden 32 GHz-Karte ermittelt worden. Der so exakt festgelegte Spektralindex von 3C 397-Ost α_{OST} = -0.48 deckt sich mit dem von Willis (1973) für die Gesamtquelle 3C 397 (total) zwischen 0.1 und 10 GHz gefundenen Index α_{TOT} = -0.49, da die Abflachung des Gesamtindex erst bei höchsten Frequenzen signifikant wird. Auch der von DeNoyer (1975) für 3C 397-West ermittelte thermische Spektralindex für 3C 397-West wird durch die neueren Beobachtungen (siehe Tabelle 17) bestätigt. Das Umklappen des Gesamtspektralindex auf α_{TOT} = +0.60 (Willis, 1973; Dickel und DeNoyer, 1975) für $\nu \lesssim 0.1$ GHz ($\alpha_{TOT} \approx \alpha_{OST}$ für $\nu \in [0.01;2]$ GHz) wird nach dem bisher Gesagten nicht von 3C 397-West, sondern mit großer Wahrscheinlichkeit durch thermische Absorption einer anderen, 3C 397-Ost vorgelagerten HII-Region verursacht.

Die neue hochauflösende Interferometerkarte von Caswell et al. (1982) bei 1.415 GHz löst nicht nur 3C 397 in HII-Region und nichtthermische Quelle auf, sondern gliedert zudem 3C 397-Ost in vier Unterkomponenten. Da diese Strukturierung mit Ausnahme der am weitesten östlich gelegenen A-Komponente deutlich in der 32 GHz-Karte wiederzufinden ist, soll die in Tabelle 18 vorgeschlagene Bezeichnungsweise eingeführt werden.

Die gesamte nichtthermische Quelle 3C 397-Ost wird bisher als Schalen-SNR eingestuft (z.B. Clark und Caswell (1976) und Caswell et al. (1982)). Mit der bislang höchsten Auflösung von 30" zeigt die 32 GHz-Karte, daß ledig-

Tabelle 17: Strahlungsflüsse von 3C 397

Mitten-frequenz	S_{INT} [Jy]			Referenz
	3C 397 (total)	3C 397 Ost	3C 397 West	
0.160	—	51.7 ±2.8	—	Slee (1977)
1.415	—	16.2	—	Clark & Caswell (1976)
1.425	—	15.4	5.0	Fomalont (1968)
2.695	—	12.0	4.1	Reich et al. (1984)
2.735	17.9±3.6	≈ 13.6	≈ 4.3	Willis (1973)
4.875	—	6.4 ±1.3	4.4±0.9	Altenhoff et al. (1978)
10.600	12.0±2.0	≈ 7.4	≈ 4.6	Dickel & DeNoyer (1975)
15.500	8.5±3.0	≈ 3.4	≈ 5.1	Dickel & DeNoyer (1975)
32.000	—	4.10±0.19	—	aus vorliegender Arbeit (Tabelle 13)

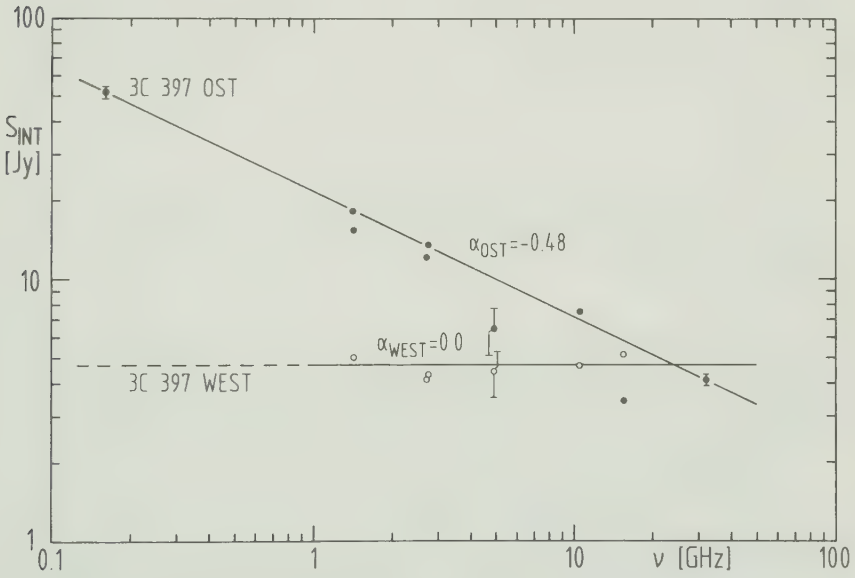


Abb. 49: Frequenzspektren der beiden Teilkomponenten von 3C 397 (vgl. Tabelle 17)

Tabelle 18: Positionen der 1.4 GHz-Intensitäts-Blobs von 3C 397-Ost

Blob	Äquatoriale Position	
	α_{50} [hms]	δ_{50} [°'"]
A	19 05 23.0	7 03 18
B	19 05 12.2	7 02 53
C	19 05 10.1	7 03 41
D	19 05 03.4	7 04 03

lich Blob C und D auf einer nach Norden offenen Schale liegen. Intensitätsblob B wird statt dessen in ein längliches, leicht gekrümmtes Gebilde am südöstlichen Rand von 3C 397-Ost aufgelöst. Aufgrund dieser ungewöhnlichen Morphologie besteht die Möglichkeit, daß lediglich Blob C und D zum eigentlichen Schalen-SNR gehören, und es sich bei Blob B um eine gänzlich andere Quelle (z.B. ein zweiter Schalen-SNR) handelt. Die deshalb durchgeführte zusätzliche Ringintegration mit Mittelpunkt bei $\alpha_{50} = 19^h05^m05\overset{s}{.}5$, $\delta_{50} = 7°04'03"$ und maximalem Integrationsradius $r_{BASIS} = 120"$ schließt gerade Blob C und D ein. Es ergibt sich ein 32 GHz-Fluß $S_{INT}^{CD+} = 1.69 \pm 0.13$ [Jy] (±7.5%).

Die aus HI-Absorptionsmessungen bestimmte Entfernung von 3C 397-Ost $d_{OST} \gtrsim 7.5$ [kpc] dient zur Berechnung der physikalischen Parameter eines Schalen-SNRs; einmal bestehend aus "Gesamt"-3C 397-Ost und dann aus 3C 397-Ost (CD+).

Für "Gesamt"-3C 397-Ost erhält man: Alter t = 530 [a] (nach (124)), Durchmesser D = 12 [pc] (32 GHz: $r_{BASIS} = 165"$), Abstand von der Galaktischen Ebene $|z| = 42$ [pc] ($b^{II} = -0\overset{\circ}{.}32$), aktuelle Ausdehnungsgeschwindigkeit v = 4400 [km/sec] (nach (123)) und Radioleuchtkraft (0.3 - 30 GHz) $L_R = 1.5 \cdot 10^{34}$ [erg/sec] (nach (122)).

Wegen fehlender Meßpunkte bei anderen Frequenzen kann L_R im Fall 3C 397-Ost (CD+) nicht ermittelt werden. In ansonsten analoger Weise ergeben sich: t = 240 [a], D = 8.7 [pc] (32 GHz: $r_{BASIS} = 120"$), $|z| = 39$ [pc] ($b^{II} = -0\overset{\circ}{.}30$) und v = 7000 [km/sec].

Träfe der zweite Fall tatsächlich zu, so wäre dies neben KES 75 der zweite extrem junge galaktische Supernovarest. Die Lage in der Galaktischen Ebene in Verbindung mit einer relativ großen Entfernung würde auch hier die Aufzeichnung der zugehörigen Supernova verhindert haben.

Zur endgültigen Klärung dieser ungewöhnlichen und interessanten Morphologie sind weitere Oberdeckungen bei 32 GHz erforderlich.

Die Betrachtungen im Kapitel 5 haben gezeigt, daß aufgrund der neuen hochauflösenden 32 GHz-Messungen zu fast jedem der astronomischen Objekte sich neue, interessante Gesichtspunkte ergeben. Es ist daher von beträchtlichem wissenschaftlichen Interesse, die in dieser Arbeit bereitgestellten Grundlagen zur Messung weiterer, möglichst vieler astronomischer Quellen auszunutzen.

6. ANHANG: DIE TTL ADD-SELECT EINHEIT DES DOPPELHORN 9 MM-EMPFANGSSYSTEMS

Die TTL ADD-SELECT Einheit wandelt 6 Empfängerkanäle in 4 Kanäle um, da während der Meßperioden 7/83 und 3/84 in Effelsberg lediglich 4 Kanäle gleichzeitig auf Magnetband geschrieben werden konnten.

Mit dem Schalter S1 kann man neben dem Additionsmode (S1 auf "H") auch einen Normalmode auswählen, der lediglich 4 der ankommenden Empfängerkanäle direkt auf die 4 Ausgänge A, B, C, D schaltet, so daß die Information der beiden verbleibenden Kanäle verlorengeht. Die genaue Konfiguration, bezogen auf die Ein- und Ausgänge, kann dem Schaukasten rechts neben dem Gesamtschaltbild (Abb. A1) sowie der Gerätfrontplatte entnommen werden.

Der Schaltungsaufbau gliedert sich entsprechend seinen Funktionen in drei Abschnitte (siehe Gesamtschaltbild): Takterzeugung (oben), Pulssynchronisation und -addition (Mitte), Input/Output sowie Modeschalter (unten).

In der Takterzeugungseinheit wird die zunächst bereitgestellte 6 MHz-Grundfrequenz (7414) binär kodiert (74191; $Q_A \cong 2^0$, $Q_B \cong 2^1$), dann dekodiert (74139; "2-to-4-Line") und zuletzt jeweils invertiert (1/2 7400). Dabei werden von den vier Ausgängen des Dekoders zwei derart ausgewählt, daß zwei zeitlich "auf Lücke" stehende Taktpulse mit einer Pulsweite von $0.1\bar{6}$ [µs] realisiert sind ($Clock_{14}$ und $Clock_{25}$). Das Pulsschema (Abb. A2) gibt einen Gesamteindruck der beschriebenen Verhältnisse.

Im Abschnitt über Pulssynchronisation und Pulsaddition genügt es, die Kanäle 1 und 2 zu betrachten, da Kanal 4 und 5 völlig analog behandelt werden.

Die von der I/O-Einheit (unten) gelieferten Input-Pulse der Kanäle 1 und 2 werden jeweils zu 0.05 µs langen Normpulsen umgewandelt (74123), wobei die Triggerung durch die fallende Flanke des Eingangssignals geschieht. Dadurch ist sichergestellt, daß die vom Synchronisator (74120) geforderte "Low"-Phase des Eingangssignals stets länger als eine volle Periode des anliegenden Taktpulses ist (hier: $0.\bar{6}$ µs). Der Synchronisator (74120) synchronisiert nun Kanal 1 mit $Clock_{14}$ und Kanal 2 mit $Clock_{25}$ derart, daß jeweils der als nächstes auf eine steigende Flanke im Eingangssignal folgende

Taktpuls auf den Ausgang gegeben wird. Da die maximal vorkommende Pulsfrequenz der Empfängerkanäle bei 1 MHz liegt, und die Pulsfrequenzen (bezogen auf die "High"-Phasen) von $Clock_{14}$ und $Clock_{25}$ jeweils 1.5 MHz betragen, wird prinzipiell jedem Eingangspuls genau ein Ausgangspuls zugeordnet. Die "auf Lücke" stehenden Taktpulse $Clock_{14}$ und $Clock_{25}$ garantieren, daß Puls-Koinzidenzen an den beiden Ausgängen (74120; $1\bar{y}$ und $2\bar{y}$) niemals vorkommen können. Wie auch aus dem Pulsschema ersichtlich, ist dann die Addition einfach durch ein nachgeschaltetes OR-Gatter realisierbar. Statt des zusätzlichen Einbaus eines IC's mit OR-Gattern wurde mit Hilfe des De Morgan Theorems $A \cdot B = \overline{\bar{A} + \bar{B}}$ auf ein NAND-Gatter des bereits in der Takterzeugungseinheit verwendeten, aber noch nicht voll ausgelasteten 7400-Schaltkreises zurückgegriffen.

Die I/O-Modeschalter-Einheit besteht aus "Line-Receiver" IC's (2 x Am26LS32) an den Eingängen und aus einem "Line-Driver" IC (Am26LS31) für die Ausgänge der TTL ADD-SELECT Einheit und entspricht damit dem Effelsberg-Standard. Das vierfach 2-to-1-Line Schalter-IC (74157) erlaubt, wie schon erwähnt, die Wahl zwischen Additions- und Normalmode, indem der SELECT-Eingang mit Schalter S1 auf ein Spannungsniveau von +5 V ("H") bzw. von 0 V ("L") gebracht wird.

Das 6-fach-Trigger-IC (7414) soll lediglich evtl. schlechte Eingangssignale in "schöne", rechteckige Signale für die Weiterverarbeitung umwandeln.

Ein abschließender Blick auf das Pulsschema zeigt, daß in dem hier gewählten Beispiel (1 und 0.8 MHz Eingangssignale) 5 fallende Flanken an den Pulsnormiererausgängen (74123; 1Q und 2Q) tatsächlich 5 Pulse nach der Addition erzeugen. Es sei noch bemerkt, daß durch die hier gewählte Logik Ausgangs-Pulsfrequenzen (bezogen auf die "High"-Phasen) von bis zu 3 MHz auftreten können!

TTL ADD-SELECT

VERSION 6.83 MPIfR, BONN

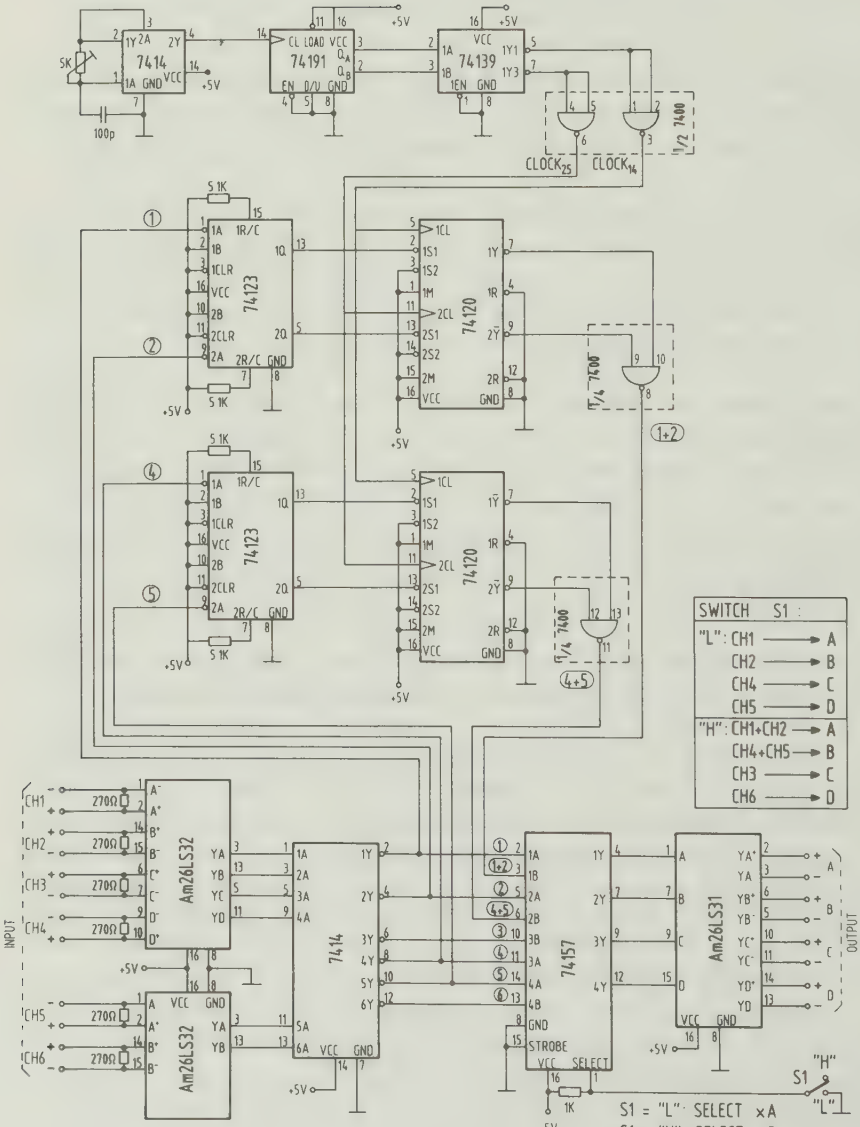


Abb. A1: Gesamtschaltbild der TTL ADD-SELECT Einheit

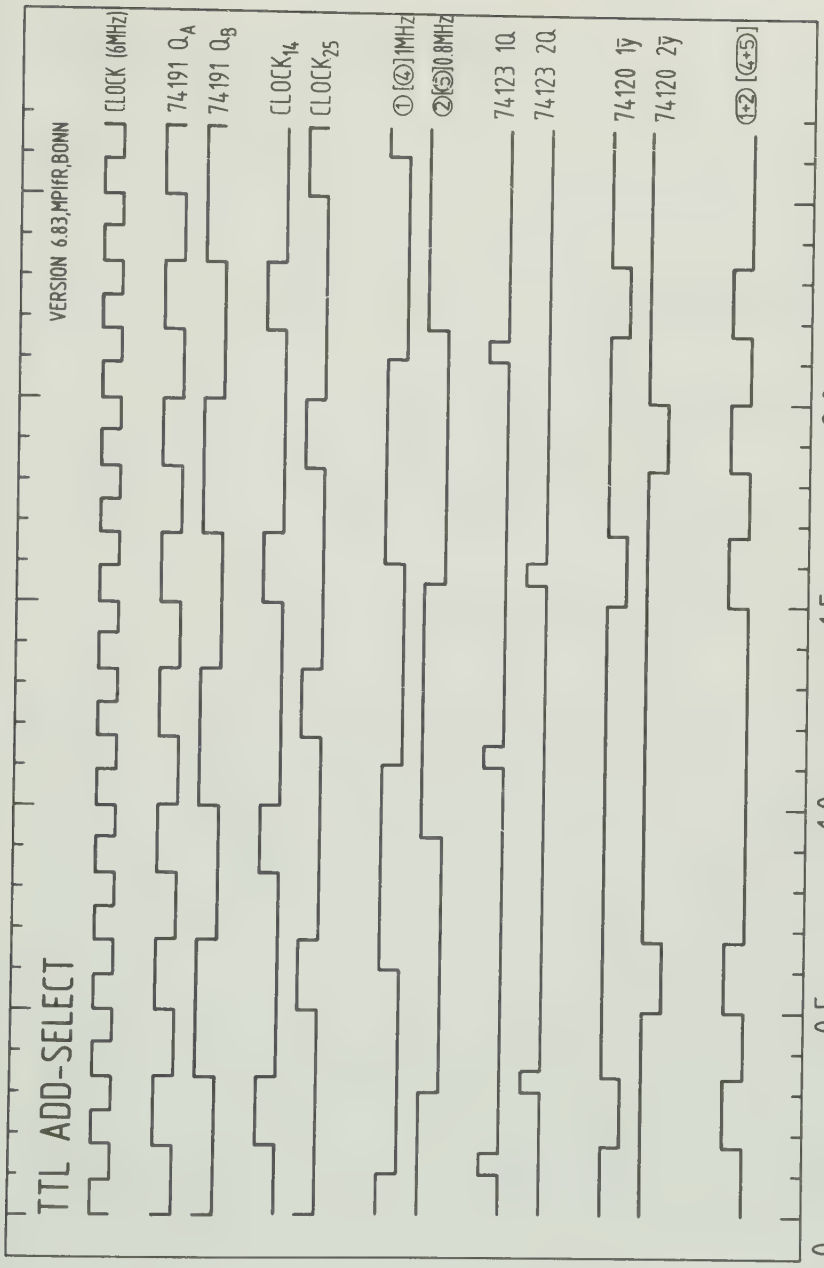


Abb. A2: Pulsschema der TTL ADD-SELECT Einheit

7. LITERATURVERZEICHNIS

Altenhoff, W.J., Downes, D., Goad, L., Maxwell, A., Rinehart, R.: 1970, Astron. Astrophys. Suppl. 1, 319

Altenhoff, W.J., Downes, D., Pauls, T., Schraml, J.: 1978, Astron. Astrophys. Suppl. 35, 33

Altenhoff, W.J., Baars, J.W.M., Downes, D., Pankonin, V., Wink, J.E., Winnberg, A., Schwartz, P.R., Spencer, J.H., Matthews, H.E., Genzel, R., Olnon, F.M.: 1980, Astron. J. 85, 9

Altenhoff, W.J., Buczilowski, U.R., Graham, v.A., Matzik, P.: 1981, Technischer Bericht Nr. 59, MPIfR Bonn

Altenhoff, W.J., Wink, J.E.: 1984, Technischer Bericht Nr. 18, MPIfR Bonn

Artyukh, V.S., Vitkevich, V.V., Dagkesamanskii, R.D., Koshukhov, V.N.: 1969, Soviet Astron. (AJ) 12, 567

Baars, J.W.M., Genzel, R., Pauliny-Toth, I.I.K., Witzel, A.: 1977, Astron. Astrophys. 61, 99

Beard, M., Kerr, F.J.: 1969, Australian J. Phys. 22, 121

Becker, R.H., Kundu, M.R.: 1976, Astrophys. J. 204, 427

Becker, R.H., Szymkowiak, A.E.: 1981, Astrophys. J. 248, L23

Becker, R.H., Helfand, D.J., Szymkowiak, A.E.: 1982, Astrophys. J. 255, 557

Becker, R.H., Helfand, D.J., Szymkowiak, A.E.: 1983, Astrophys. J. 268, L93

Bell, A.R.: 1977, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 179, 573

Bennett, A.S.: 1962, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 68, 163

Bergh, S. van den, Dodd, W.W.: 1970, Astrophys. J. 162, 485

Bergh, S. van den: 1978, Astrophys. J. 220, L9

Bevington, P.R.: 1969, Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, McGraw-Hill

Bridle, A.H., Kesteven, M.J.L.: 1971, Astron. J. 76, 958

Caswell, J.L., Dulk, G.A., Goss, W.M., Radhakrishnan, V., Green, A.J.: 1971, Astron. Astrophys. 12, 271

Caswell, J.L., Murray, J.D., Roger, R.S., Cole, D.J., Cooke, D.J.: 1975, Astron. Astrophys. 45, 239

Caswell, J.L., Lerche, I.: 1979, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 187, 201

Caswell, J.L., Haynes, R.F., Milne, D.K., Wellington, K.J.: 1982, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 200, 1143

Cesarsky, D.A.: 1976, Astron. Astrophys. 50, 259

Chaisson, E.J.: 1974, Astrophys. J. 189, 69

Clark, D.H., Caswell, J.L.: 1976, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 174, 267

Clark, D.H., Stephenson, F.R.: 1977, Historical Supernovae, Pergamon Press, Oxford, S. 161

Clarke, R.W., Broten, N.W., Legg, T.H., Locke, J.L., Yen, J.L.: 1969, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 146, 381

Condon, J.J.: 1971, Cornell-Sydney Univ. Astron. Centre Report No. 238

Dickel, J.R., Milne, D.K., Kerr, A.R., Ables, J.G.: 1973, Australian J. Phys. 26, 379

Dickel, J.R., DeNoyer, L.K.: 1975, Astron. J. 80, 437

Downes, A.: 1984, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 210, 845

Downes, D., Wilson, T.: 1974, Astron. Astrophys. 34, 133

Dreher, J.W.: 1979, Astrophys. J. 230, 687

Duin, R.M., Israel, F.P., Dickel, J.R., Seaquist, E.R.: 1975, Astron. Astrophys. 38, 461

Dulk, G.A., Slee, O.B.: 1975, Astrophys. J. 199, 61

Ekers, R.D., Gorkom, J.H. van, Schwarz, K.J., Goss, W.M.: 1983, Astron. Astrophys. 122, 143

Elias, J.H., Ennis, D.J., Gezari, D.Y., Hauser, M.G., Houck, J.R., Lo, K.Y., Matthews, K., Nadeau, D., Neugebauer, G., Werner, M.W., Westbrook, W.E.: 1978, Astrophys. J. 220, 25

Emerson, D.T., Klein, U., Haslam, C.G.T.: 1979, Astron. AStrophys. 76, 92

Ennis, D.J., Neugebauer, G., Werner, M.: 1982, Astrophys. J. 262, 460

Fabian, A.C., Willingale, R., Pye, J.P., Murray, S.S., Fabbiano, G.: 1980, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 193, 175

Flügge, S.: 1956, Handbuch der Physik Bd. 14, Kältephysik I, Springer Verlag

Fomalont, E.B.: 1968, Astrophys. J. Suppl. 15, 203

Gardner, F.F., Morris, D., Whiteoak, J.B.: 1969, Australian J. Phys. 22, 79

Geldzahler, B.J., Schaffer, D.B., Kühr, H.: 1984, Astrophys. J. 286, 284

Genzel, R., Watson, D.M., Townes, C.H., Lester, D.E., Dinerstem, H., Werner, M.W., Storey, J.W.V.: 1982, The Galactic Center AIPS Conf. Proc. 83 (eds. G.R. Riegler and R.D. Blandford)

Gorkom, J.H. van, Goss, W.M., Seaquist, E.R., Gilmore, G.S.: 1982, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 198, 757

Goss, W.M.: 1972, Astron. Astrophys. 18, 484

Goss, W.M., Skellern, D.J., Watkinson, A., Shaver, P.A.: 1979, Astron. Astrophys. 78, 75

Gough, R.G.: 1983, The Multiplier and Detector Switch in the 9 MM Receiver, Technische Abt., MPIfR Bonn

Gough, R.G.: 1984, persönliche Mitteilungen

Gower, J.F.R., Scott, P.F., Wills, D.: 1967, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 71, 49

Grahl, B.H.: 1984, persönliche Mitteilungen, MPIfR Bonn

Green, A.J.: 1974, Astron. Astrophys. Suppl. 18, 267

Green, A.J., Baker, J.R., Landecker, T.L.: 1975, Astron. Astrophys. 44, 187

Green, A.J., Baker, J.R., Whiteoak, J.B.: ≧ 1978, Astron. Astrophys. (in Vorbereitung?) (siehe Weiler und Shaver, 1978)

Green, D.A., Gull, S.F.: 1982, Nature 299, 606

Green, D.A.: 1984, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 209, 449 (+ Microfiche MN 209/1)

Gronenschild, E.H.B.M.: 1979, Astron. Astrophys. 77, 53

Hachenberg, O., Grahl, B.H., Wielebinski, R.: 1973, Proc. IEEE 61, 1288

Hachenberg, O., Fürst, E., Harth, W., Steffen, P., Wilson, W.: 1976, Astrophys. J. 206, L19

Hachenberg, O., Vowinkel, B.: 1982, Technische Grundlagen der Radioastronomie, B.I. Wissenschaftsverlag

Haslam, C.G.T.: 1962, PhD Thesis, University of Manchester

Haslam, C.G.T.: 1973, URSI Bundesrepublik Deutschland, Kleinheubacher Berichte 16, 451

Haslam, C.G.T., Wilson, W.E., Graham, D.A., Hunt, G.C.: 1974, Astron. Astrophys. Suppl. 13, 369

Haslam, C.G.T., Wilson, W.E., Cooke, D.J., Cleary, M.N., Graham, D.A., Wielebinski, R., Day, G.A.: 1975, Proc. Astron. Soc. Australia 2, 331

Haslam, C.G.T., Klein, U., Salter, C.J., Stoffel, H., Wilson, W.E., Cleary, M.N., Cooke, D.J., Thomasson, P.: 1981, Astron. Astrophys. 100, 209

Haslam, C.G.T.: 1984, persönliche Mitteilungen

Hellwege, K.H., Hellwege, A.M.: 1959, Landolt-Börnstein II/6, Elektrische Eigenschaften I, Springer Verlag

Hobbs, R.W., Corbett, H.H., Santini, N.J.: 1968, Astrophys. J. 152, 43

Hobbs, R.W., Maran, S.P., Kafatos, M., Brown, L.W.: 1978, Astrophys. J. 220, L77

Högbom, J.A.: 1974, Astron. Astrophys. Suppl. 15, 417

Holden, D.J., Caswell, J.L.: 1969, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 143, 407

Ilovaisky, S.A., Lequeux, J.: 1972, Astron. Astrophys. 18, 169

Kamper, K., Bergh, S. van den: 1976, Astrophys. J. Suppl. 32, 351

Kazès, I., Caswell, J.L.: 1977, Astron. Astrophys. 58, 449

Kellermann, K.I., Pauliny-Toth, I.I.K., Tyler, W.C.: 1968, Astron. J. 73, 298

Kemp, U.: 1984, 9 MM-SFK-Testempfänger Frontend, Technische Abt., MPIfR Bonn

Kesteven, M.J.L.: 1968, Australian J. Phys. 21, 369

Kraus, J.D.: 1966, Radio Astronomy, McGraw-Hill

Kronberg, P.P., Emerson, D.T., Klein, U., Wielebinski, R.: 1979, Astrophys. J. 230, L149

Kronberg, P.P., Biermann, P., Schwab, F.R.: 1985, Astrophys. J. 291, 693

Kühr, H., Witzel, A., Pauliny-Toth, I.I.K., Nauber, U.: 1981, Astron. Astrophys. Suppl. 45, 367

Lang, K.R.: 1980, Astrophysical Formulae, Springer Verlag

Matthews, T.A., Sandage, A.R.: 1963, Astrophys. J. 138, 30

Microwave Engineers Handbook I, Horizon House, Microwave INC.

Mills, B.Y., Drinkwater, M.J.: 1984, Journal Astrophys. Astron. 5, 43

Milne, D.K.: 1969, Australian J. Phys. 22, 613

Morsi, H.W.: 1982, Diplomarbeit, Universität Bonn

Morsi, H.W., Gough, R.G., Kemp, U., Reich, W.: 1985a, URSI Bundesrepublik Deutschland, Kleinheubacher Berichte 28 (im Druck)

Morsi, H.W.: 1985b, Mitteilungen der Astronomischen Gesellschaft 63, 142

Pacholczyk, A.G.: 1970, Radio Astrophysics, Freeman, San Francisco

Pauliny-Toth, I.I.K., Wade, C.M., Heeschen, D.S.: 1966, Astrophys. J. Suppl. 17, 65

Pauls, T., Downes, D., Mezger, P.G., Churchwell, E.: 1976, Astron. Astrophys. 46, 407

Perley, R.A., Tuffs, R.J.: 1984, persönliche Mitteilungen

Pye, J.P., Becker, R.H., Seward, F.D., Thomas, N.: 1984, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 207, 649

Radhakrishnan, V., Goss, W.M., Murray, J.D., Brooks, J.W.: 1972, Astrophys. J. Suppl. 24, 49

Reich, W.: 1983, URSI Bundesrepublik Deutschland, Kleinheubacher Berichte 26, 183

Reich, W., Fürst, E., Steffen, P., Reif, K., Haslam, C.G.T.: 1984, Astron. Astrophys. Suppl. 58, 197

Reifenstein, E.C., Wilson, T.L., Burke, R.F., Mezger, P.G., Altenhoff, W.J.: 1970, Astron. Astrophys. 4, 357

Ruze, J.: 1952, Mass. Inst. Technol. Res. Lab. Electron. Tech. Rept. No. 248

Ryle, M., Elsmore, B.: 1973, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 164, 223

Sato, F.: 1977, Publ. Astron. Soc. Japan 29, 615

Schulze, R.: 1975, Technischer Bericht Nr. 26, MPIfR Bonn

Schwarz, U.J.: 1978, Astron. Astrophys. 65, 345

Scott, P.F.: 1973, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 161, 35P

Sedov, L.I.: 1959, Similarity and Dimensional Methods in Mechanics, Academic Press, New York

Shaffer, D.B., Geldzahler, B.J., Kellermann, K.I., Pauliny-Toth, I.I.K., Preuss, E., Witzel, A.: 1978, Astron. Astrophys. 68, L11

Slee, O.B.: 1977, Australian J. Phys. Astrophys. Suppl. 43, 1

Sofue, Y., Reich, W.: 1979, Astron. Astrophys. Suppl. 38, 251

Steffen, P., Vowinkel, B., Gebler, K.H.: 1979, Mitteilungen der Astronomischen Gesellschaft 45, 168

Stewart, G.C., Fabian, A.C., Seward, F.D.: 1983, SNRs and their X-ray Emission, IAU Symp. No. 101 (eds. J. Danziger und P. Gorenstein), Reidel, Dordrecht, S. 59

Tischer, F.J.: 1979, IEEE Trans. Microwave Theory Techn. MTT-27.1, 31

Ulich, B.L.: 1981, Astron. J. 86, 1619

Wang, Z.R., Seward, F.D.: 1984, Astrophys. J. 279, 705

Watson, M.G., Willingale, R., Pye, J.P., Rolf, D.P., Wood, N., Thomas, N., Seward, F.D.: 1983, SNRs and their X-ray Emission, IAU Symp. No. 101 (eds. J. Danziger und P. Gorenstein), Reidel, Dordrecht, S. 273

Weiler, K.W., Shaver, P.A.: 1978, Astron. Astrophys. 70, 389

Weiler, K.W.: 1980, Astron. Astrophys. 84, 271

Weiler, K.W., Panagia, N.: 1980, Astron. Astrophys. 90, 269

Weiler, K.W.: 1983, SNRs and their X-ray Emission, IAU Symp. No. 101 (eds. J. Danziger und P. Gorenstein), Reidel, Dordrecht, S. 299

Weiler, K.W.: 1984, A Catalogue of Plerionic and Composite SNRs, George

Mason Univ. Workshop on the Crab Nebula and Related SNRs
Wielebinski, R.: 1983, URSI Bundesrepublik Deutschland, Kleinheubacher Berichte 26, 211
Wielebinski, R.: 1984, Indirect Imaging (ed. J.A. Roberts), Cambridge University Press, S. 199
Williams, D.R.W.: 1973, Astron. Astrophys. 28, 309
Willis, A.G.: 1973, Astron. Astrophys. 26, 237
Wilson, A.S., Weiler, K.W.: 1976, Astron. Astrophys. 49, 357
Wilson, A.S.: 1980, Astrophys. J. 241, L19
Wilson, W.E.: 1978, A Broadband Correlation Polarimeter, Technische Abt., MPIfR Bonn
Wongsowijoto, S., Schmidt, A.: 1982, URSI Bundesrepublik Deutschland, Kleinheubacher Berichte 25, 371
Wright, M., Birkinshaw, M.: 1984, Astrophys. J. 281, 135
Zinz, W., Haslam, C.G.T.: 1972, URSI Bundesrepublik Deutschland, Kleinheubacher Berichte 15, 385

Danksagung

Herrn Prof. Dr. R. Wielebinski danke ich für zahlreiche Anregungen und sein stetiges Interesse an dieser Arbeit sowie für die finanzielle Unterstützung im Rahmen eines MPG-Stipendiums.

Neben Russell Gough möchte ich allen Mitarbeitern des HF-Labors danken, die mir während meiner dort verbrachten Zeit hilfreich und mit großer Herzlichkeit zur Seite gestanden haben.

Mein Dank gilt auch Dr. W. Reich für die Betreuung im astronomischen Bereich sowie für die Durchsicht des Manuskripts.

Sehr viel zu verdanken habe ich Glyn Haslam, der mir durch stete Aufmunterung und Anteilnahme sehr geholfen hat.

Den Herren W. Fusshöller und G. Hutschenreiter sei für das Erstellen von Zeichnungen bzw. fotographischer Reproduktionen gedankt. Mein besonderer Dank gilt Frau G. Breuer für die schnelle und ausgezeichnete Anfertigung der Druckvorlage.

Lebenslauf

Personalien:	Name:	Helmut Werner Morsi
	Geburtsdatum:	05.12.1957
	Geburtsort:	Beirut/Libanon
	Eltern:	Mac Harald Morsi, Geophysiker
		Helga Morsi, geb. Stiasny
	Wohnort:	5485 Sinzig, Hohenstaufenstr. 30
Bildungsgang:	1963 - 1964	Oil Companies School, Tripolis/Libyen
	1964 - 1966	Goethe Institut, Tripolis/Libyen
	1966 - 1967	Grundschule, Bad Breisig
	1967 - 1977	Staatl. Neuspr. u. Math.-Naturw. Gymnasium, Bad Neuenahr-Ahrweiler
	08.06.1977	Ablegung der Reifeprüfung
	1977 - 1982	Studium der Physik, Chemie und Astronomie an der Universität Bonn
	14.10.1982	Abschluß des Physik-Diploms
	1982 - 1985	Promotion als Stipendiat der Max-Planck-Gesellschaft am MPI für Radioastronomie in Bonn unter Anleitung von Prof. Dr. R. Wielebinski
Praxis:	1979 - 1981	Studentische Hilfskraft am Radioteleskop der Universität Bonn auf dem Stockert
	1981 - 1982	Studentische Hilfskraft am Max-Planck-Institut für Radioastronomie in Bonn